ODICAL
14(1)
Oceanographical Society of Japan
Journal
14(1)

日本海洋学會誌

第 14 巻　第 1 号　　1958年3月

G. VERONIS：β 面海洋の過渡的レスポンス（英文）..... 1

宮崎正衞：南氷洋における帯状循環について（英文）..... 7

福岡二郎：伊豆海嶺を越える黒潮について（英文）..... 11

宇野木早苗・中野猿人：台風による御前岩と五島灘の波浪の計算..... 15

山本広志：本邦内湾の海洋化学的研究（第1報）浦戸湾に於ける不連続層について... 25

寄稿 31

録事 32

日 本 海 洋 学 会

OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

President:	K. HIDAKA,	Geophysical Institute, Tokyo University
Vice-Presidents:	M. UDA,	Tokyo University of Fisheries
	S. HAYAMI,	Geophysical Institute, Kyoto University
General Secretary:	K. YOSHIDA,	Geophysical Institute, Tokyo University

Editorial Board

Editor:	M. NAKANO, Meteorological Research Institute
Assistant Editors:	J. FUKUOKA, R. MARUMO, Y. SAITO

日本海洋学会誌投稿規定

1. 投稿資格　報文の投稿者は，原則として本会々員に限る．但し会員外の協同研究者を含むことは差支えない．

2. 報文の受理　編輯委員会が報文を受理した日を以つて受理日と定める．尚受理報文は，原則として既に公の会で講演されたもので，未印刷のものに限る．特に日本海洋学会の年会又は月例会で講演されたものであることが望ましい．原稿には講演の年月日・会名・場所を附記されたい．

報文の原稿は，東京都杉並区馬橋 4ノ499 気象研究所海洋研究部内日本海洋学会誌編輯委員会宛直送のこと．

3. 報文の用語　報文の用語は，和文（英文の要約を含む）又は欧文（原則として英語）の何れでもよい．

4. 原稿の書き方　報文は簡潔にわかり易く書き，図表を含めて印刷頁で6頁以内（和文では400字詰原稿用紙図表を含めて約 26 枚以内，欧文では通常のタイプライター用紙に，ダブル・スペース25行で，図表を含めて約 15 枚以内）を原則とし，それを超える時は，超過分に対し相応の実費を申受ける．

原稿を書く時には，次の事項に留意されたい．

（a）和文原稿は，原稿用紙に読み易い字体で書き，欧文原稿は厚手の用紙にダブル・スペースでタイプすること．

（b）報文の始めには，題名・著者名・所属機関名を明示すること．和文（英文）原稿では，之等の項目を英文（和文）でも附記すること．

（c）和文原稿には，本文の始めに英文の要約を附すること．

（d）図はそのまま版下になるように，黒インク又は墨で書くこと．図の大きさ(特に図の中の数字等)は印刷時の縮少を考慮して書くこと．

（e）図及び表はなるべく少くしていただきたい．図5枚を超える場合及び特殊なものに対しては，実費を申受けることがある．

（f）図及び表には必ず説明をつけ，和文原稿でも図表の説明は英文で書くこと．

（g）数式は行を開けて，明瞭に書くこと．

（h）引用文献は，報文の最後にまとめてつけ，和文の場合には通し番号をつけ番号順に，欧文の場合には，著者のアルファベット順に並べること．

（i）人名（和文中の外国人名を含む）はスモール・キヤピタルを用いる．

（j）論文の型式は第 12 巻以後の各号を参照して，之にしたがうこと．

5 編輯　日本海洋学会誌の編輯は，編輯委員会で行う．編輯委員会は，事情により原稿中の字句の加除訂正を行い，或いは著者に請求することがある．投稿規定にしたがわない原稿は，受理しないことがある．初校は原則として著者が行う．

6. 別刷　別刷は報文一編につき 50 部を無料で著者に進呈する．これ以上の部数に対しては，実費（送料を含む）を徴収する．

On the Transient Response of a β-plane Ocean*

G. VERONIS**

1. Introduction

In addition to inertio-gravity waves two mechanisms exist in the ocean for the propagation of large scale disturbances. The first is that of horizontal divergence which occurs together with a change in the free surface height. (This mechanism is necessary also for the generation of inertio-gravity waves). The second mechanism is due to the variation of the coriolis parameter—the so-called β-effect. The transient nature of the latter mechanism can be seen from the following example.

Suppose that a rotationally symmetric (cyclonic) wind begins to blow over the water surface. Locally the ocean will respond in such a way as to come to equilibrium with the stress acting on the surface. Initially, therefore, the sea surface will assume a rotationally symmetric slope with the low point in the center. With non-uniform rotation the water in the northern part of the region will travel slower than the water in the southern section. Water will converge in the eastern part and diverge in the region west of the center. Hence, an additional re-distribution of mass is necessary to bring the system to equilibrium. The system is unsteady because the non-uniformity of rotation requires a finite time to manifest itself.

It is the purpose of this paper to investigate the effects of the above mechanisms for the case of an ocean which is rotating non-uniformly and which is subjected to a localized wind stress. The analysis is carried out on the β-plane (as introduced by ROSSBY (1939), i.e., the coriolis force is considered to be a linear function of latitude when differentiated but it is taken to be constant when undifferentiated. Inertio-gravity waves are neglected and attention is directed toward the quasi-geostrophic response only. The last restriction is made for both mathematical and physical simplicity. VERONIS and STOMMEL (1956)* have shown that inertio-gravity waves are unimportant in the energetics of the system when the time scale is longer than a half-pendulum day.

In the present paper as in previous ones the ocean is assumed to be infinite in the horizontal, i.e., no lateral boundaries are included. Such a restriction limits the validity of the analysis to a time scale comparable to that which is required for a barotropic ROSSBY wave to reflect from a boundary and interact with other waves. The difficulties which are encountered when boundaries are included are realized very quickly when one attempts to solve the problem of a bounded, frictionless, β-plane ocean, subjected to a wind stress which is zonally uniform and varies sinusoidally in latitude and in time. If the period of the wind stress variation is large, the assumed width of the ocean becomes critical. The reason for this critical dependence on the exact width of the ocean is that barotropic ROSSBY waves have a period of a few days for systems of oceanic scale and resonance occurs for any systems which allows an integral number of ROSSBY wave periods to occur for each period of the wind stress. The difficuly is clearly a mathematical one and is partly due to the fact that friction is neglected. However, since friction is probably not important in the dispersion of large scale disturbances from a localized wind stress, it will be neglected here along with boundary effects.

Finally, a note must be added about the value of the present investigation. Although general analytical solutions to arbitrary forcing functions are often desirable, the useful-

* Received Jan. 13, 1958. Contribution no. 933 from the Woods Hole Oceanographic Institution.

** Woods Hole Oceanographic Institution.

* Hereafter referred to as AVS.

ness of such solutions are determined by the facility with which they can be applied to actual situations. Unfortunately, the mathematical complexity of the present solution renders it practically useless. One must impose severe restrictions on the system to derive even a qualitative result. Perhaps the principal justification for presenting this study is that several other investigators have expressed an interest in pursuing a similar course. The horrendous computational problem which faces them is given in the final solution.

2. Mathematical model

Consider an infinite two-layer ocean of finite depth and initially at respect with respect to a rotating coordinate system. At time $t=0$ a wind stress begins to act on the surface. The linear equations governing the surface height, thermocline and vertically averaged velocities in each layer can be derived from the equations of motion and continuity for a fluid in a rotating system. It suffices here to consider a one-layer system. The extention to a two-layer fluid is given in AVS and will not be reproduced, since the final numerical results here are restricted to a barotropic system. Thus

$$\frac{\partial u}{\partial t}-fv=-g\frac{\partial \eta}{\partial x}+\frac{\tau_x}{D} \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+fu=-g\frac{\partial \eta}{\partial x}+\frac{\tau_y}{D} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t}+D\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)=0 \tag{3}$$

where $\boldsymbol{\tau}=(\tau_x, \tau_z)$ is the wind stress vector, D is the depth, η is the free surface deviation, f is the coriolis term and the remaining variables have their usual meanings.

Cross-differentiating (1) and (2) to eliminate η yields the vorticity equation

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t}+f\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\beta v=\frac{1}{D}\mathrm{curl}_z\boldsymbol{\tau} \tag{4}$$

where $\zeta=\dfrac{\partial v}{\partial x}-\dfrac{\partial u}{\partial y}$ is the vorticity, and $\beta=\partial f/\partial y=$ constant.

To study the geostrophic response of the ocean one may now make the geostrophic approximation, viz.,

$$-fv=-g\frac{\partial \eta}{\partial x} \tag{5}$$

$$fu=-g\frac{\partial \eta}{\partial y} \tag{6}$$

then from (3), (4), (5), (6)

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\eta-\frac{1}{\lambda^2}\frac{\partial \eta}{\partial t}-\frac{\beta}{f}\frac{\partial^2\eta}{\partial t\partial y}+\beta\frac{\partial \eta}{\partial x}=\frac{1}{f\lambda^2}\mathrm{curl}_z\boldsymbol{\tau} \tag{7}$$

where $\lambda^2=gD/f^2$ and f is now assumed constant.

If the x and y scales are comparable, then the term $\dfrac{B}{f}\dfrac{\partial^2\eta}{\partial t\partial y}$ may be neglected since for geostrophic response the time scale is assumed to be much longer than a half-pendulum day. Thus, $\dfrac{\partial \eta}{\partial x}\gg\dfrac{1}{f}\dfrac{\partial^2\eta}{\partial t\partial y}$, and

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\eta-\frac{1}{\lambda^2}\frac{\partial \eta}{\partial t}+\beta\frac{\partial \eta}{\partial x}=\frac{1}{f\lambda^2}\mathrm{curl}_z\boldsymbol{\tau} \tag{8}$$

The boundary conditions are

$$\eta=0 \qquad x=y=\infty, \text{ all } t \tag{9}$$
$$\eta=0 \qquad \text{everywhere at } t=0$$

3. Solution

The response of the ocean will be determined for a wind stress distribution given by a tweak, i.e., the curl of the wind stress is assumed to act at a point and at one instant of time. Mathematically,

$$\mathrm{Curl}_z\boldsymbol{\tau}=W\delta(\xi,\zeta,\tau) \tag{10}$$

where W is the amplitude of $\mathrm{curl}_z\boldsymbol{\tau}$ and $\delta(\xi,\zeta,\tau)$ is the dirac delta given by

$$\delta(\xi,\zeta,\tau)=\infty \qquad \xi=0,\ \zeta=0,\ \tau=0 \tag{11}$$
$$=0 \qquad \text{elsewhere}$$

The dirac delta can be used to generate more general solutions. Thus from the following property of δ

$$\int_{-\infty}^{\infty}\delta(\xi)\phi(x-\xi)\,d\xi=\phi(x) \tag{12}$$

it is clear that once the solution for η is known for δ, a general solution for η may be derived by writing the general wind curl distribution as

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\delta,(\xi,\zeta,\tau)\ \mathrm{curl}_z\tau(x-\xi,\ y-\zeta,\ t-\tau)\,d\xi d\zeta d\tau \qquad (13)$$

and the final solution as

$$\eta(x,y,t)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\eta_\delta(x',y'\,t')\ \mathrm{curl}_z\tau(x-x',y-y',t-t')\,dx'dy'dt' \qquad (14)$$

where $\eta_\delta(x',y',t')$ is the solution for $\mathrm{curl}_z\tau=\delta(\xi,\zeta,\tau)$

One can derive the solution η_δ by taking a LAPLACE transform with respect to time and solving the resultant equation by either a GREEN's function method or by FOURIER transforms. The mathematical problem then reduces to inverting the expression

$$\bar{\eta}=-\frac{We^{-x\beta/2p}}{2pf\lambda^2}K_0\left[r\sqrt{\left(\frac{\beta}{2p}\right)^2+\frac{1}{\lambda^2}}\right] \qquad (15)$$

where $r=\sqrt{x^2+y^2}$, is the LAPLACE transform variable and K_0 is the BESSEL function of the second kind. Thus it is necessary to find

$$\eta=\frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty}\bar{\eta}e^{pt}dp \qquad (16)$$

BASSET's integral representation of the K_0 function

$$K_0(r\alpha)=\int_0^\infty\frac{\cos ru}{\sqrt{u^2+\alpha^2}}du,\quad r>0,\quad |arg\,x|<\pi/2$$

Hence,

$$K_0\left[r\sqrt{\left(\frac{\beta}{2p}\right)^2+\frac{1}{\lambda^2}}\right]=\int_0^\infty\frac{\cos ru}{\sqrt{u^2+1/\lambda^2}\sqrt{p^2+\dfrac{\beta^2}{4(u^2+1/\lambda^2)}}}du \qquad (17)$$

If (17) be substituted into (16) and the integral signs are interchanged (the latter operation can be proved to be admissable in the present case) and if the following LAPLACE inversions are employed:

for $a>0$, $\quad 1-e^{a/p}\sim\left(\dfrac{a}{t}\right)^{1/2}J_1(2\sqrt{at})$

for $a<0$, $\quad 1-e^{a/p}\sim-\left(\dfrac{a}{t}\right)^{1/2}I_1(2\sqrt{at})$

$$\frac{1}{(p^2+\gamma^2)^{1/2}}\sim J_0(\gamma t)$$

one finds that

$$\eta=\frac{W}{2\pi f\lambda^2}\int_0^\infty\frac{\cos ru}{\sqrt{u^2+1/\lambda^2}}\int_0^t\left(\frac{x\beta}{2t}\right)^{1/2}J_1\left(2\sqrt{\frac{x\beta\tau}{2}}\right)J_0\left[\frac{\beta(t-\tau)}{\sqrt{u^2+1/\lambda^2}}\right]d\tau du \qquad (18)$$

$$-\frac{W}{2\pi f\lambda^2}\int_0^\infty\frac{\cos ruJ_0\left(\dfrac{\beta t}{2\sqrt{u^2+1/\lambda^2}}\right)}{\sqrt{u^2+1/\lambda^2}}du \qquad \text{for } x>0$$

For $x<0$, $-J_1$. must replace J_1.

Expression (18) represents η_δ in equation (14). Thus a general solution for the geostrophic response of the sea surface to an arbitrary wind stress distribution is obtained.

For $\beta=0$, (18) reduces to

$$\eta=-\frac{W}{2\pi f\lambda^2}K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right),\quad t>0 \qquad (19)$$

which can also be derived by neglecting β originally.

The other variables for both upper and lower layers may be found from (5) and (6) and from the expressions given in AVS for the baroclinic mode.

4. Quasi-non-divergent flow

Expression (18) presents one with a rather severe computational task. Hence, an approximate solution for quasi-non-divergent flow (very large λ^2) is given below. Numerical values can be computed relatively simple for the latter solution.

If the scale length of the disturbances is L, say, and if $\dfrac{\lambda}{L}\gg1$, then the divergence is small and one can derive an approximate solution by neglecting the term $\dfrac{1}{\lambda^2}$ in the radical in (18) or by neglecting the divergence $\left(\text{i.e., the term } \dfrac{1}{\lambda^2}\dfrac{\partial\eta}{\partial t}\right)$ in (8) and solving the resultant problem. Then,

$$\eta=-\frac{W}{2\pi f\lambda^2}\int_0^t\frac{2K_0(2\sqrt{r\beta\tau})\cos\sqrt{2(x+r)\beta(t-\tau)}\,d\tau}{\sqrt{\tau(t-\tau)}}$$

A convenient method for evaluating from (20) is given by THOMPSON (1952). Let $\tau=t\sin^2\phi$, $\alpha=\beta rt$, $\gamma=\cos\dfrac{\theta}{2}$, $x=r\cos\theta$. Then

$$\eta=-\frac{W}{2\pi f\lambda^2}\int_0^\infty \frac{J_0(2\alpha\sqrt{\gamma^2+z^2})}{\sqrt{1+z^2}}dz \qquad (21)$$

The integral for η may be shown to satisfy

$$\frac{\partial^2\eta}{\partial\alpha\partial\gamma}+4\alpha\gamma\eta=0 \qquad (22)$$

The partial differential equation (22) can be evaluated numerically provided values of η are known along an $\alpha=$constant and a $\gamma=$constant line in the α,γ plane. The sevalues can be computed directly from (21).

5. Results

Before the numerical results are presented, a few facts about the approximate solution should be noted.

The first of the two mechanisms listed in the introduction, i.e., horizontal divergence, is absent in the approximate solution. The essential effect of horizontal divergence is to bring about a re-distribution of mass in this model in response to the imposed distribution of wind stress. Therefore, the re-distribution takes place instantaneously. Thus the mechanism for the removal* of water from the origin is not included.

* The total stress curl is assumed positive here. In general, the integrated value of the curl will vanish and the water will simply be re-distributed rather than removed from the system.

Also, the influence function $W\delta(\xi,\zeta,\tau)$ is used here as the total wind stress instead of as the auxiliary function for the more general wind stress distribution. Hence, for the particular storm considered, the entire influence of the storm is concentrated at one point in space and at one instant of time. Clearly, the numerical results have only a qualitative significance and even the latter must be restricted to regions removed from the point of application of the wind stress and to times well after the wind stress is applied.

The amplitude W in (10) thus contains the entire effect of the storm on the ocean. A wind system of solid rotation acting for a period of one day and over a region of 500 km. radius is assumed. The velocity at the outer edge of the system is chosen to be 30 m/sec. The transverse wind stress component, τ_θ, (there is no radial component here) can be computed from

$$\tau_\theta=\kappa\rho v^2_\theta$$

where $\rho=$density of air, $\kappa=2.3\times10^{-3}$ and v_θ is the transverse wind velocity. From the above values

$$W=2\pi\times10^{12}\ \mathrm{m^3/sec}$$

With

$$f=10^{-4}\ \mathrm{sec^{-1}},\quad \lambda^2=4\times10^{12}\ \mathrm{m^2}$$

one can compute the magnitude of η.

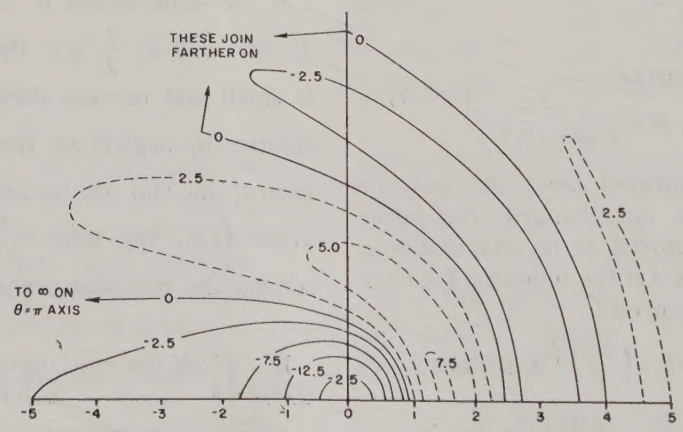


Fig. 1. Contour heights (in cm.) of surface deviation from its equilibrium value. Distances along any radial line are measured in units of $\sqrt{\beta rt}$. Graph is symmetric about the X axis.

Figure 1 shows both the time and space distribution of η. Proceeding along a radial line indicates the change of the surface heights at either (a) a point in space as time increases or (b) an instant of time with increasing distance from the origin. The effect of β is indicated by the a symmetry in the eastwest direction. For constant f the contour lines would be symmetrical about the origin. The large negative values of η near the origin reflect of an imposed positive vorticity.

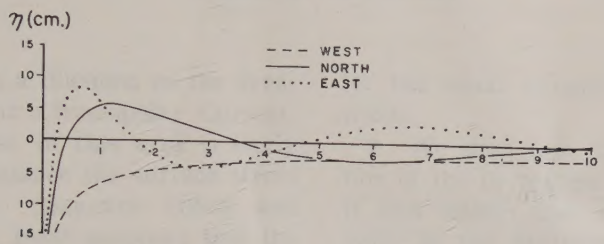


Fig. 2. η at a distance of 2000 km from tweak as a functipn of t.

In figure 2 the surface height is plotted as a function of time for points 2000 kms. from the tweak and at points to the east, north and west of the disturbance. The origin reflects the unrealistic nature of the disturbance. To the east and north there are wave crests (after the initial depression) and to the west there is a single trough. Then the qualitative picture described in the introduction is borne out here. There is an additional effect of the east-west asymmetry which does not enter the simple picture given previously but which must enter into the re-distribution of mass.

The waves of shortest period (approximately five days) occur due east of the tweak and the periods become longer as the direction is rotated about the origin from east to west. The waves are not waves in the simple Fourier sense since there is some dispersion. It is interesting to note that the relative amplitude of each wave decreases slowly with time. To the east of the tweak the height of the second peak is still one third that of the first and it occurs six days later. For points closer to the origin the wave "periods" would be shorter.

Acknowledgement. The author wishes to express his gratitude to Henry STOMMEL for several discussions on aspects of this problem.

References

ROSSBY, C.G., 1939:
"Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of of semi-permanent centers of action." J. Mar. Res., **2**, No. 1., 38-55.

THOMPSON, P.D., 1952:
"Notes on the theory of large-scale disturbances in atmospheric flow with applications to numerical weather prediction." Geophysical Research Papers, No. 16. Geophysics Research Division, Air Force Cambridge Research Center. 106 pp.

VERONIS, G. and Henry STOMMEL, 1956:
"The action of variable stresses on a stratified ocean." J. Mar. Res., **15**, No. 1, 43-75.

Note on the Zonal Circulation in the Antractic Ocean*

Masamori MIYAZAKI**

1. We are now in a dilemma on the dynamics of the Antractic Circumpolar Current. The frictional stress in this area is likely to be too small to balance the surface stress exerted by winds. SVERDRUP (1942) and HIDAKA (1950, 1952, 1953) supposed that the lateral mixing coefficient would be large enough to balance the wind stress. MUNK and PALMEN (1951) suggested that it would be balanced by the retarding pressure of submarine ridges against the deep current. Recently, STOMMEL (1957) insisted that great submarine ridges would prevent the zonal flow, and cause the gyral circulations. The wind stress can be then balanced by the piling up of water in the direction of flow.

However, the observation suggests that the flow in the Antarctic Ocean is essentially zonal. STOMMEL's assumption will be then not applied for the primary motion, even though the undulations of zonal flow will be really present and they may cause the apparent increase of the lateral mixing coefficient.

Of course, it will be not denied that the meridional and vertical flow will be accompanied with the zonal flow, and will play important part for the transversal circulation in the Antarctic Ocean. But it will be also difficult to suppose that these secondary terms are most effective for the zonal circulation as long as there are no powerful evidences against it.

We must thus return to the first step, and check again on the elementary assumptions for the zonal circulation induced by zonal winds.

2. We shall first check on the distribution of the permanent wind in this area. It is now known that the westerly wind prevails in the northern part, and that the easterly wind prevails near the Antarctic Continent. The limit between westerly and easterly wind seems to be fairly displaced to north from SVERDRUP's chart, and be nearly at 60°S according to the recent observations.

The mean speed of the easterly wind can be estimated along the coast of the Antarctic Continent from the yearly observations at 4 stations. It is about 10 m/s, and is roughly comparable to that of the westerlies in the strongest zone.

Supposing that the Antarctic Ocean extends from 45°S to 70°S, and that the wind is purely zonal, the numerical pattern of wind stress will be sufficiently given by the following formula

$$\tau=\frac{2}{5}\left(\frac{36\varphi}{\pi}-\frac{\pi}{\varphi}\right), \qquad (1)$$

where τ is taken positive for the west wind, and φ is the co-latitude measured in radian. τ equals to 2 c.g.s. at 45°S, equals to zero at 60°S, and equals to -2 c.g.s. at 70°S, respectively.

3. As we have stated, the Antarctic Circumpolar Current extends the bottom unlike other ocean currents driven by winds. Dynamic computation shows that the current speed is very weak even at the surface, and slowly decreases with depth nearly in a quadratic form. Then it will be permitted for us to assume that the actual current will be also represented as the quadratic function with respect to the depth.

* Received Nov. 13, 1957.

** Japan Meteorological Agency, Tokyo.

*** They will be chiefly caused by the submarine ridges and by the partly open northern boundaries.

Anormalies from dynamic computation will be sometimes shown near the surface. But these anomalies will be trivial in the time average, since the basic assumption of dynamic computation will be nearly correct for the balance of force in the direction perpendicular to the current.

We thus obtain

$$u=\frac{3}{2}\bar{u}\left(1-\frac{z^2}{h^2}\right)+\frac{\tau}{\rho\nu}\left(\frac{h}{4}-z+\frac{3z^2}{4h}\right), \tag{2}$$

where h is the depth, z is the vertical distance of a point from the surface, u is the mean current speed with respect to the depth, and ν is the vertical (kinematic) eddy viscosity.

The bottom friction will be then given by the following formula

$$-\nu\frac{\partial u}{\partial z}\bigg|_{z=h}=\frac{3\nu\bar{u}}{h^2}-\frac{\tau}{2h\rho}. \tag{3}$$

4. The equation of mass transport will be given for the purely zonal circulation as follows:

$$\mu\left(\frac{d^2M}{dr}+\frac{1}{r}\frac{dM}{dr}-\frac{M}{r^2}\right)-\frac{3\nu}{h^2}M+\frac{3}{2}\tau=0, \tag{4}$$

where $M=\rho h\bar{u}$ is the eastward mass transport, r is the distance along a meridian from the south pole, and μ is the lateral (kinematic) eddy viscosity.

The solution of (4), which is equal to zero at the lateral boundaries ($r=r_0$ or $\varphi=\frac{\pi}{9}$, and $r=r_1$ or $\varphi=\frac{\pi}{4}$), is

$$M=\frac{h^2}{5\nu}\left[\left(\frac{36\varphi}{\pi}-\frac{\pi}{\varphi}\right)+\frac{5}{I_1(kr_0)K_1(kr_1)-I_1(kr_1)K_1(kr_0)}\times\right.$$
$$\left.\times\left\{K_1(kr_0)+K_1(kr_1)\right\}I_1(kr)-\left\{I_1(kr_0)+I_1(kr_1)\right\}K_1(kr)\right], \tag{5}$$

where $k=\frac{1}{h}\sqrt{\frac{3\nu}{\mu}}$.

(5) shows that the relative pattern of mass transport is determined by the ratio ν/μ, and that the absolute value is inversely proportional to ν provided that the ratio ν/μ is constant. Fig. 1 shows the relative patterns of mass transport for some representative values of μ/ν, and Fig. 2 plots the variations of total mass transport multiplied by ν.

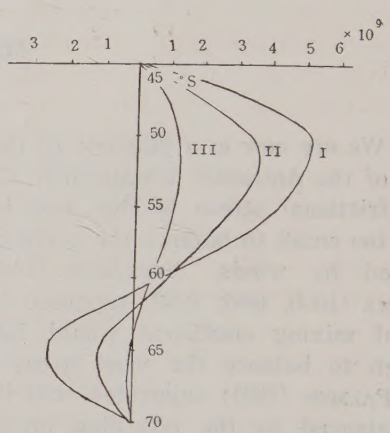


Fig. 1. Meridional profils of the mass transport multiplied by ν for several values of μ/ν.
Case I·····$\mu/\nu=0.6\times10^5$,
Case II ··· $=1.2\times10^5$,
Case III··· $=4.8\times10^5$.

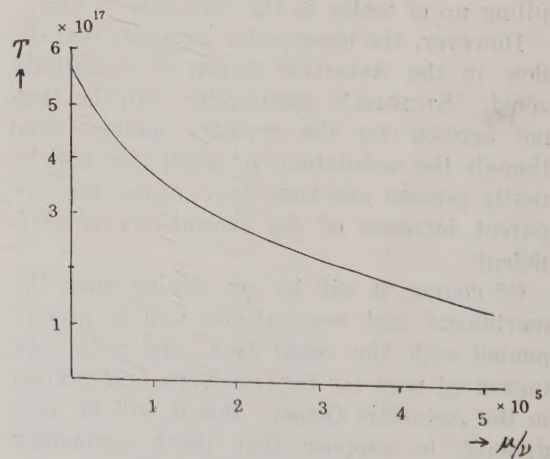


Fig. 2. The variation of the total mass transport multiplied by $\nu\left(T=\nu\int_{r_0}^{r_1}Mdr\right)$.

From Fig. 2 we know that the total transport gradually increases with the decreasing value of μ as long as ν remains constant. But it tends to a finite value for small values of μ.

5. According to HIDAKA, the observed total mass transport is estimated to be 1.5×10^{14}

c.g.s. Fig. 2 indicates that this transport value corresponds to far larger values of vertical eddy viscosity coefficient than those in other major occeans.

When the vertical eddy viscosity is of the order estimated from EKMAY's formula (10^2 c.g.s.), the lateral eddy viscosity will be of the order of 10^{10} c.g.s. In contrast with it, the vertical eddy viscosity must be of the order of 10^4 c.g.s. if the lateral eddy viscosity is of the order estimated from the isotropic turbulence theory (After INOUE (1950), $\mu=6\times10^7$ c.g.s. when the scale of observation is 300 km.). There may be another case where the total mass transport is far larger than above value estimated from the dynamic computation.

It will be rather difficult to suppose the value $\mu=10^{10}$ c.g.s. which corresponds to the scale of observation 10^9 cm. This large coefficient will be difficult to be present even when we attribute all the inertia effects caused by the large-scale zonal undulations to the terms of lateral mixing, since the length 10^9 cm is far larger than the meridional width of the ocean. We can hardly suppose that the dynamic computation from bottom gives far smaller values of total mass transport. Then, it is likely to be the truth that the vertical eddy viscosity is of the order of 10^4 c.g.s.

The last value agrees well with the dynamic computation in the Antractic Ocean. For instance, the vertical gradient of current speed is estimated to be 8×10^{-5} cm^{-1} at the surface between St. 881 and 882 of the Discovery Section from Cape Leeuwin, Australia, to the Antractic Continent (cf. SVERDRUP, et. al. 1942, p. 614). When $\tau=2$ c.g.s. over these stations, we have $\nu=2.5\times10^4$ c.g.s. The transport theory of turbulence, such as that or H. GEBELEIN (1934), also gives the similar values when we assume that the turbulent motion extends to the very bottom.

However we have now few knowledge on the state of permanent flow in the Antarctic Ocean, and we cannot discriminate whether it is laminar or turbulent in the deep sea.

It will be our next question how to observe the timely mean values of the vertical current-speed gradient at the surface. If it is the order of 10^4 c.g.s. in the strongest wind, the problem is solved for the first step. But, if it is not, the purely zonal circulation is very doubtful to be present, and the problem will be solved by one of other ways.

The author here wishes to express his hearty thanks to Prof. Koji HIDAKA for his kinds encouragement. He is also greatly indebted to Dr. Kozo YOSHIDA who kindly read this paper for the author, and to Mr. Tadashi YASUI, Mr. Masao HANAZAWA, and Mr. Mizuki TSUCHIYA for their kind advices and discussions on this problem.

References

GEBELEIN, H., 1934:
"Turbulenz: physikalische Statistik und Hydrodynamik." Berlin. 177 pp.

HIDAKA, K., 1950:
"Circulation in a zonal ocean induced by a planetary wind system." Geophys. Notes (Tokyo Univ.). **31** (10): 1-8.

HIDAKA, K. and K. TAKANO, 1952:
"Wind-driven current and lateral mixing in a zonal ocean." Geophys. Mag. **23** (4): 487-495.

HIDAKA, K. and M. TSUCHIYA, 1953:
"On the Antarctic Circumpolar Current." Jour. Mar. Res. **12** (2): 214-222.

INOUE, E., 1950:
"Turburon diffusion coefficient in the sea." (In Japanese). Kagaku. **20** (11): 515-516.

MUNK, W. H. and E. PALMÉN, 1951:
"Note on the dynamics of the Antarctic Circumpolar Current." Tellus. **3** (1): 53-55.

STOMMEL, H., 1957:
"A survey of ocean current theory." Deep Sea Res. (In press).

SVERDRUP, H. U. et. al., 1942:
"The Oceans." Prentice-Hall. 1085 pp.

On the Kuroshio near the Izu Islands*

Jiro FUKUOKA

Abstract: In the present paper a study was made on the variations of the Kuroshio main current zone. The phenomenon which the Kuroshio meanders east of Miyake-jima may be explained by the effect of the submarine ridge. Two main currents of the Kuroshio in 1956 may also be explained by the effect of topography, that is, the distribution of the continental shelf.

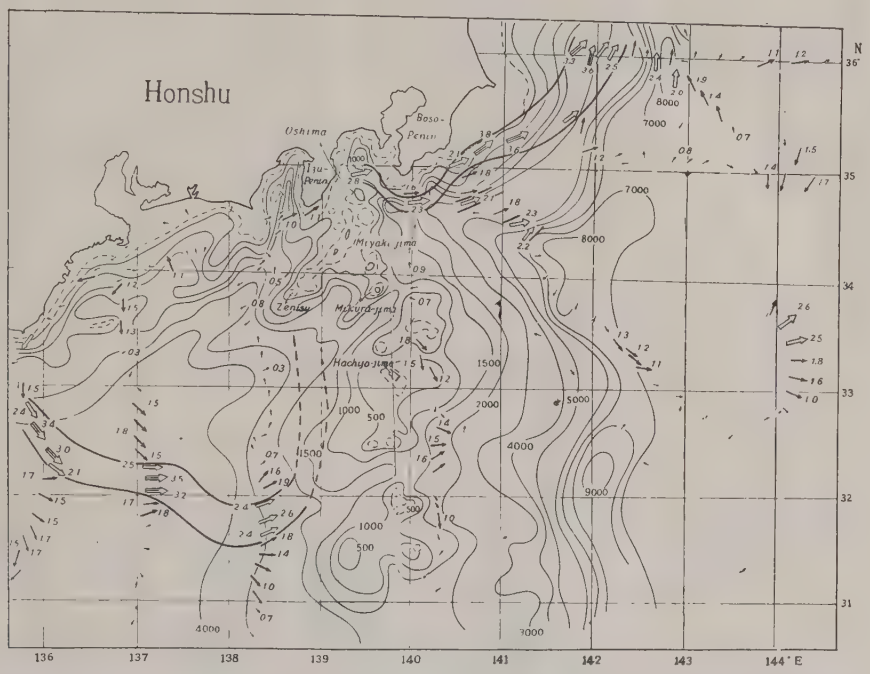


Fig. 1a. Ocean current chart in August 1955. Arrow showing current direction.

→ <1 kt ➡ 1~2 kt ⇨ 2~3 kt ⇨ >3 kt

Dark line showing stream line of 2 knots. Light line showing bathymetric contour. Small numeral showing current velocity.

1. Introduction

Recently it has become possible to observe easily the sea surface current because of the development of GEK, and the direct measurement of surface current by GEK has become very useful to analyse the oceanic condition. By utilizing the data from 1955 to 1957 published by the Hydrographic Department, the author obtained several results about the flow patterns near the Izu Islands.

2. The flow patterns from 1955 to 1957

Fig. 1 shows the flow patterns of 1955 to 1957. In August 1955 the stream line of the Kuroshio extends south-eastwords 30 nautical miles south of the Kii Peninsula and then makes a detour of the large cold water mass south of Enshu-nada (the stream line of the velocity of 2 knots is drawn in Fig. 1). But

* Received Dec. 6, 1957.

** Meteorological Research Institute, Tokyo.

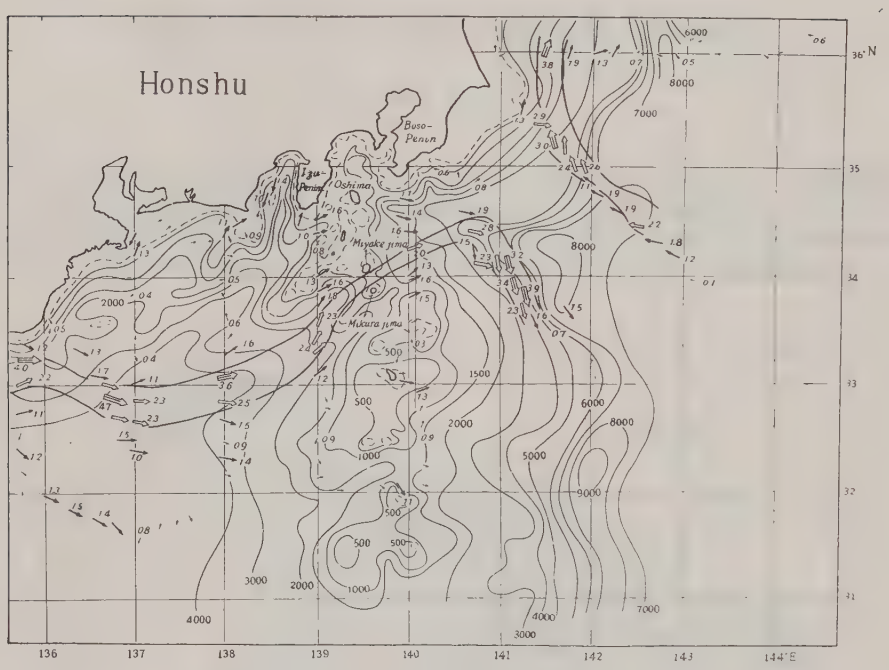


Fig. 1b. Ocean current chart in May 1957.

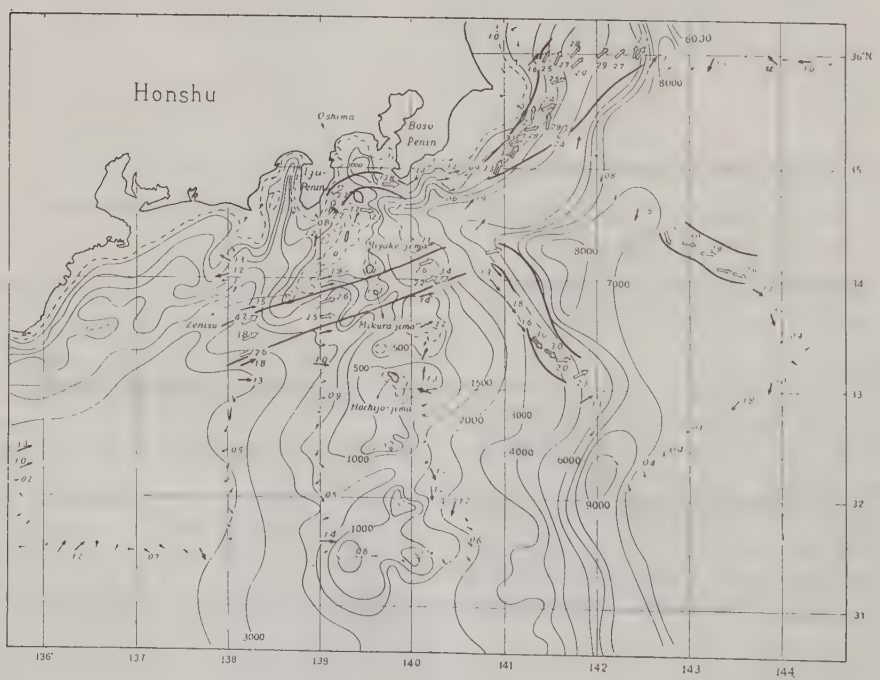


Fig. 1c. Ocean current chart in August 1956.

the trends of stream line of the Kuroshio can not be determined owing to the lack of data along the westside of the Izu Islands. It is plausible that the stream line south of large cold water mass connects with the stream line near Oshima (Fig. 1a).

In May 1957 the flow pattern is different from that of 1955. The Kuroshio flows eastward 15 nautical miles south of the Kii Peninsula and streams near Miyake-jima and Mikura-jima. There it changes the direction from east to south-south-east, 65 nautical miles east-north-east of Miyake-jima. We can not see the strong current near the Boso Peninsula (Fig. 1b). In August 1956 the Kuroshio main current occupies the area more north, about 20 nautical miles, than in May 1957 (Fig. 1c). Though the Kuroshio flows southward or south-eastward, east of Miyake-jima, it is different from its state in 1957. Namely, another strong current flows along the east side of the Izu Islands and streams north of Oshima and then flows north-eastward along the Boso Peninsula.

3. An analysis of the flow pattern

In order to see the variation of the Kuroshio we shall study the deflection of its course resorting to analogy of the mountain effect of the jet stream. Here, the width of the stream is very narrow in comparison with the north-south extension of the submarine ridge, namely the width of the Kuroshio is 20 nautical miles and the extension of the submarine ridge (from Oshima to Hachijo-jima) is 130 nautical miles. Following Bolin's idea we shall adopt the concept of narrow jet stream deflection as the explation of the meander of the Kuroshio east of Miyake-jima. Suppose that the Kuroshio has no relative vorticity when it does not reach the submarine ridge and that vorticity is generated in the zone of submarine ridge, then we have

$$\frac{\zeta+f}{D}=\frac{f}{D_0}$$

ζ: relative vorticity,
D_0: thickness of the Kuroshio,
f: Coriolis parameter

$D=D_0-h$ (h: height of the submarine ridge)

From the above formula, we have the critical current velocity for which an ocean current may just traverse over the submarine ridge,

$$C_{cr}=\frac{f}{D_0}\int_x^{x+\Delta x} h dx$$

C_{cr}: critical current velocity,
Δx: width of the submarine ridge

Referring to the bathymetric chart, we shall assume that the motionless layer of the current is 600 m and the width and depth of the submarine ridge are 40 km and 400 m respectively.

Then, the critical velocity is 54 cm/s (1.05 knots). If we assume that the depth of the motionless layer is 800 m, then the critical velocity becomes 84 cm/s (1.63 knots). From Fig. 1 we can see that the current velocity at the sea surface in the undisturbed state is about 3.5 knots. Assuming that the current profile is a linear function of the depth, the mean velocity from the surface to the depth of 600 m is about 1.75 knots in the undisturbed state. This value is larger than the calculated critical velocity. Assuming that α is the angle between the deflected current and the X-axis (the current direction of undisturbed state), we have

$$\sin\alpha=-\frac{f}{cD_0}\int_x^{x+\Delta x} h dx$$

c: current velocity in undisturbed state

If we assume that D_0 is 600 m and c is 1.75 knots (90 cm/s), α is 138°. As in actual α is 108° from Fig. 1, calculated value may almost accord with α observed.

It is natural that when the current traverses the submarine ridge, it is deflected to the right facing to the current direction. But it is not explained that the current deflection does not occur over the top of the submarine ridge. There are two strong currents near the Izu Peninsula and Miyake-jima in 1956 and the explanation is as such. The strong current zone of the Kuroshio in 1956 occupies the more northern part than in 1957. Besides, strongest velocity portion of the current

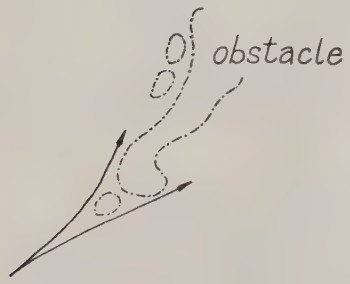


Fig. 2. Stream times divided around obstacle.

strikes against the Zenisu Bank. The strong current may be divided into two parts along the north and south sides of the bank similar to the fashion that stream lines are divided around an obstacle (Fig. 2).

4. Conclusion

The Kuroshio is very much affected by the submarine ridge near the Izu Islands. It is an important fact that the Kuroshio is divided into two parts in some year. It is necessary to observe the vertical distribution of current velocity near the submarine ridge in order to grasp the ocean current.

Acknowledgements. The author are deeply grateful for advice and encouragement of Dr. NAKANO, Dr. NANNITI, Dr. YOSHIDA and Mr. HANZAWA.

Reference

BOLIN, B. 1950:
"On the Influence of the Earths Orography on the General Character of the Westerlies." Tellus **2**, 3, pp 184–195.

台風による御前岩と五島灘の波浪の計算*

宇野木早苗・中野猿人**

Estimation of Storm Waves caused by Typhoons at Gozen-iwa and Gotô-nada

Sanae UNOKI and Masito NAKANO

Abstract: On the occasion of the Typhoon No.9 which attacked Western Japan in August 1956, billows with wave height more than 10 m. occurred in a part of Gotô-nada, and a great deal of damage was done in the vicinity. As these billows are said to be a record for several decades for that district, an investigation was made in order to clarify the condition of their generation.

Again, as the basic data necessary for the construction of a lighthouse at Gozen-iwa, a sunken rock in the open sea off Omaezaki, the maximum deep water wave height off Gozen-iwa and the maximum breaker height in the interior of Gozen-iwa were estimated.

1. はしがき

御前岩は静岡県御前崎の東方 2km 余の沖にあつて（第8図），干潮時に僅かに姿を見せる程度の暗礁であるため，昔からしばしば海難が起つている．そこで何等の遮蔽物もない洋上の一点に灯標を設けるという，吾が国では極めて特異な建設工事が海上保安庁灯台部当局によつて計画され，その基礎資料として，著者等は過去における御前岩附近の最大波浪の推定を依頼された．

一方 1956 年 8 月の第 9 号台風によつて，五島灘の一部には 10 m 以上の大波が押し寄せ，海岸構造物や船舶などは莫大な損害を受けた．この波高及びそれらの与えた被害は，当地方では数十年振りのものだという事である．従つてその波浪状況を明らかにし，何故このような大波が発生したかを理解しておく事が必要になつた．

しかるに台風の場合には，風の傾度が急でしかもその移動が速いから，波浪の予報理論を適用する際の有効な平均風速，吹走距離，吹走時間の決定に任意性が多い．この任意性をなるべく少くする為に，吾々は前に台風によるうねりを計算した際，英国で考えられた wind data diagram を適用する試みを発表した．(1) ここでは同じ方法を用いて，台風の暴風域内の荒波の見積りを行つてみる．

海中の構造物の設計や施工を満足に行う為に，又波浪予報の精度をあげる為に，同じような調査は今後いよいよ必要になつてくると思われる．これらに対して何らかの参考になればと思ひ，充分満足すべきものではないが，2 つの海区について計算した結果を報告する次第である．

2. 1956 年第 9 号台風による五島灘の波浪

A. 波浪の実況

第9号台風（Babs）の中心示度，速さ，径路は第1図に示す通りである．五島灘周辺各地の最大風速と風向，及び最大波高とその起時は第2図にまとめてある．個々の場所の風と波浪の時間的変化は第3図に示される．大部分の基礎資料は長崎海洋気象台の貴重なる報告物(2)によつた．波高値は灯台職員，漁師，住民などの目視観測や写真記録などによつて求められたものである．

端島（いわゆる軍艦島）では 16 日午前中に

* 1958 年 1 月 10 日受理．

** 気象研究所，Meteorological Research Institute, Tokyo.

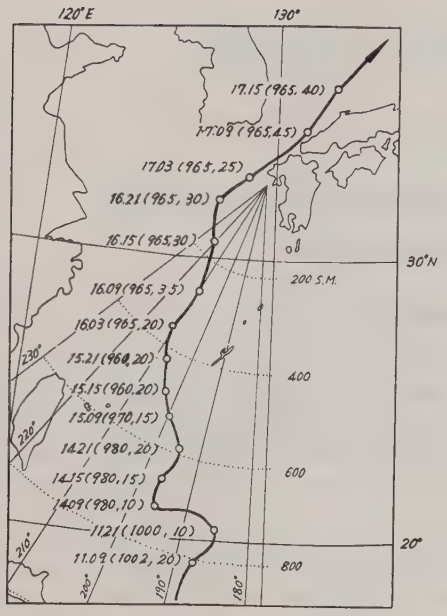


Fig. 1. The path of the Typhoon No. 9 of August 1956. The numerals written outside the parentheses show the date and hour, and those inside show the central pressure in mb. and the velocity of travel in km./hr.

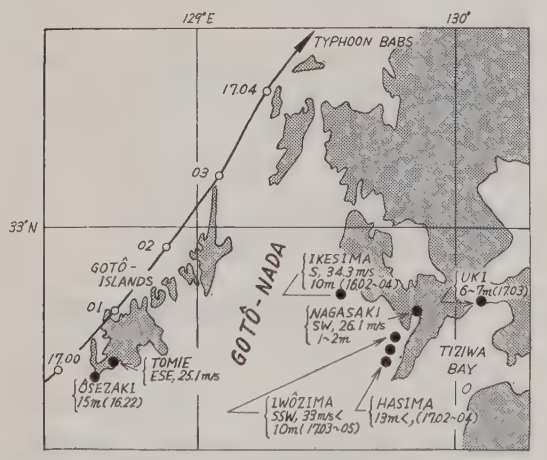


Fig. 2. Map of Gotô-nada. The letters written below each place-name show the direction and speed of the maximum wind and the height of the biggest wave together with its occurrence time. (For some places either wind or wave data are only given.)

2 m 程度のうねりが既に現われ，14 時頃から波は急に増大し，17 時には 11 m に及んだ．17 日 2～4 時には波は最高潮に達し，13 m 若しくはそれ以上であると推定された．

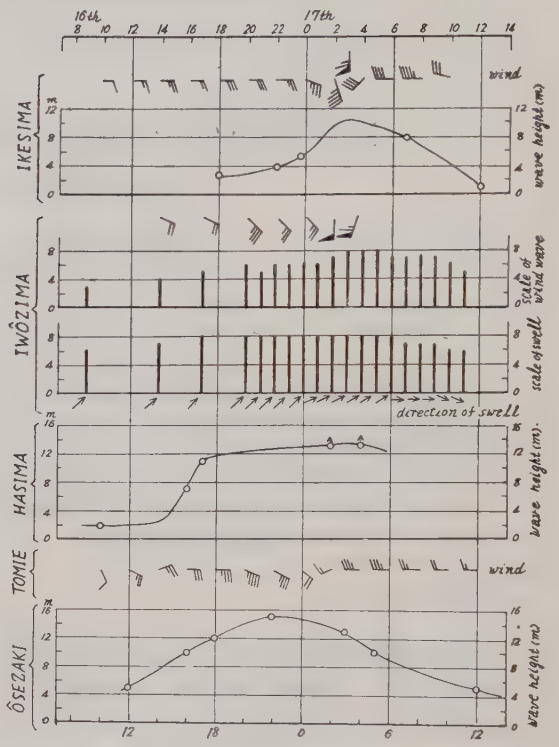


Fig. 3. The time variations of winds and waves at each place around Gotô-nada at the time of passing of the Typhoon No. 9.

伊王島では 16 日朝から SW のうねりが卓越していたが，17 時頃より風浪・うねり共に急増し，うねりの波高 4 m 以上，波長 200 m 位になつた．17 日 3～5 時頃は最盛期で波高 10 m，風浪，うねり共に階級 8 に達し，風速も 30 m/s 以上となつた．

池島では上記の場所に比して 16 日午后に余り高くならなかつたが，風が南に変つた深夜から著しく高まり，最高 10 m 位になつた．なお 17 日 2 時 30 分には S, 34.3 m/s の風が観測された．

更に千々石湾の湾奥に位置する有喜港に於てすら，17 日 3 時頃に波高 6～7 m の波が襲来した．

台風中心の通過地点に当る大瀬崎灯台では，16 日 22 時頃波高は 15 m にも達したが，それ以後眼内に入ると，波はやゝ低くなつて 13 m になつた．風が西に変わると共に波高は急速に減少した．

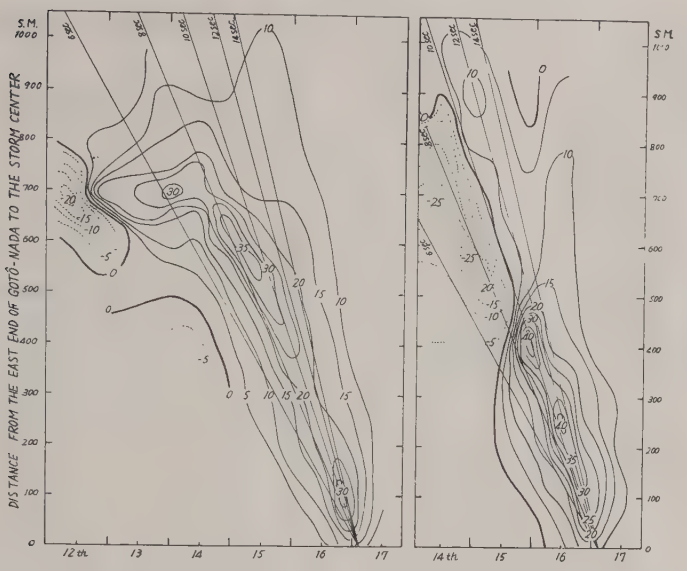


Fig. 4. The wind data diagrams for the 190°-line (left) and the 200°-line (right) shown in Fig. 1 at the time of passing of the Typhoon No. 9. The wind velocity is given in m./sec. +sign corresponds to the case where the radial component of the wind velocity is directed toward Gotô-nada, and − sign to the contrary case. The group of oblique straight lines show the travel-time curves of various waves under the assumption that the wave with respective period travels with its own group velocity.

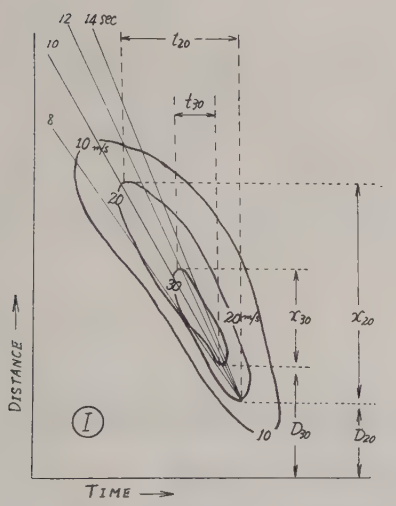


Fig. 5. A general method of determining the fetch (x), the duration (t) and the decay distance (D). The subscript shows the wind velocity under consideration.

B. 波浪の追算

五島灘の東端（長崎沖）から第1図に示すような数本の放射線を引き，相続く天気図から各線上における風の切線成分を求め，第4図に例示されているような wind data diagram を作製した．次に第5図の方法で得られた風の諸要素を用いて，SVERDRUP-MUNK の理論[3]から波高と周期を求める．この時一般に発生の場所と時刻を異にする多くの波が同時に目的地点に達する事になるが，その中で最も大きいものが，その時刻の有義波々高を代表し，この波高に対応する周期が有義波周期を与えると考える．

以上のやり方は波のスペクトルの立場から若干問題があるが，本来経験的に求めたものであつて，[1] 同じ方法を八木沢[4]が南方定点の資料を用いて多数の台風の場合に適用した結果，実際とかなり良く一致している事を示した．吾々の計算結果は第6図に示されている．なおこの計算は波浪実況についての予備知識が殆んど無い時，当局の求めに従つて応急に行われたものである．

C. 考察

計算値と端島における実況を比較すれば（第6図），高まり始めの波と最大波浪の起時と波高値

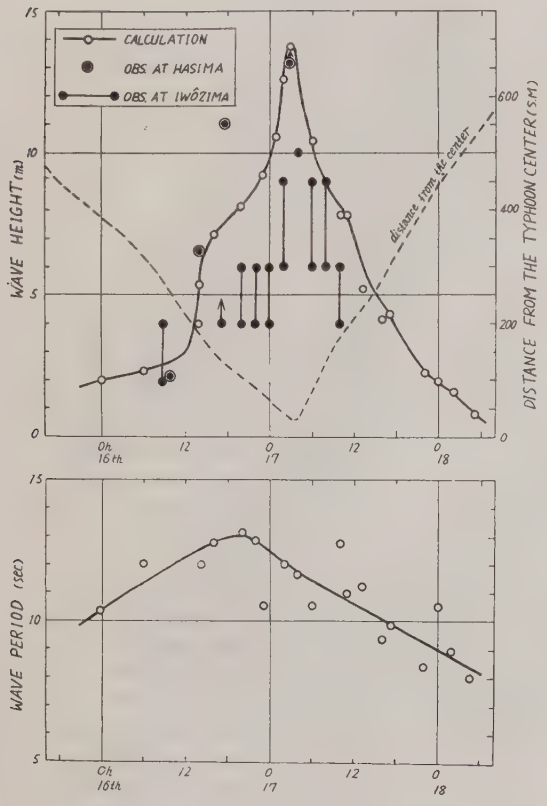


Fig. 6. Comparison between the calculated and the observed values of wave height and wave period at the eastern part of Gotô-nada (off Nagasaki) due to the Typhoon No. 9.

は良く一致していると云える．ただし 16 日夕刻においては実測値は計算値よりかなり高い．伊王島の波高値は計算値より一般に低目であつたが，変化の傾向は平行している．又，伊王島では 16 日 17 時から 17 日 6 時まで階級 8 のうねり，即ち周期 11 sec 以上の波が卓越していたが（第 3 図），この値は計算周期に近い．ただし，波の観測の精度及び波の屈折効果などを考慮すると，余り細かい議論は無理である．

次にこのような大波をもたらした原因として，下記の条件があげられる．

（1） 台風は東支那海にはいつて最も発達し，その後勢力は大して衰えず，暴風圏はむしろ拡がつた．

（2） 上陸する事なく，海上を略々一直線に北上した．

（3） 台風は波の群速度に近い 20～35 km/hr の速さで進んだ．

（4） 台風は五島灘の西端を通つた．

即ち，台風は波の群速度に等しい速さで，しかも直線的に進行したので，台風の右半円に発生した波は引き続いて強い追風を受ける事になるから，吹走距離や吹走時間が著しく長くなり波が発達する．(6) この事は第 4 図において，暴風域の走行が周期 8～12 sec の波の走行と一致している事から明瞭に認められる．しかして五島灘は台風の危険半円内にはいり，台風中心の通過直後に激しい波浪に襲われる事になる．

大瀬崎灯台においては台風眼内にはいつた時，風は穏かになつたが波浪は非常に混乱し，波高はやゝ低下したとは云え 13 m 程度の大波が観測されている．この事は著者の一人が前に証明した如く(5)，台風眼内の波は，台風の速さと波の群速度が一致した時は著しく荒い，という事を裏書きしている．

更に著者の一人が求めた台風による波浪の計算図表(6)を用いて，五島灘東端（長崎沖）の最大波浪を見積ると，波高 10.3 m，周期 9.8 sec となる．ただし，$p_0=965$ mb, $r=40$ 浬，$c=30$ km/hr, $\theta=135°$ とした．又，同著者が求めた台風内の風速と波高の関係式を用いると(7)，風速を 34 m/s（池島）とした時，波高は 10.5 m となる．波高に関してこれらの値は観測値と大体合つていると云えよう．

3. 御前岩附近における最大波高の見積り

A. 御前岩南方沖の深海波

過去 30 年の間に御前岩に著しく影響を及ぼしたと思われる多くの台風の中で，適当な考慮のもとに第 7 図の 6 個を選び，前節の方法で御前岩沖の深海波を計算した．第 1 表と第 9 図は計算の結果を示す．第 1 表には，台風による波浪の計算図表(6)を用いて計算した結果ものせてある．

一方御前崎海岸（第 8 図の R 点）には立管式波

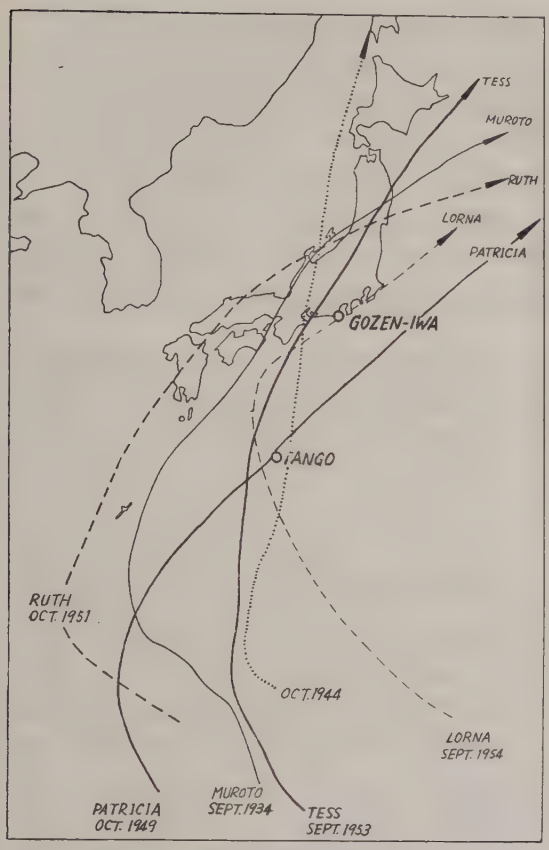


Fig. 7. The paths of typhoons.

浪計が設置され，御前崎測候所によつて 1951～1953 年にわたり波浪観測が行われた.[9] 記録によると，3 ケ年の間に 1.5～2.0 m の最大波高をもたらした台風は 6 個，2.0～2.5 m のものは 1 個，2.5 m 以上のものは 吾々が計算に選んだ Ruth 台風と Tess 台風の 2 個であつて，観測結果は第 1 表と第 9 図に示されてある.

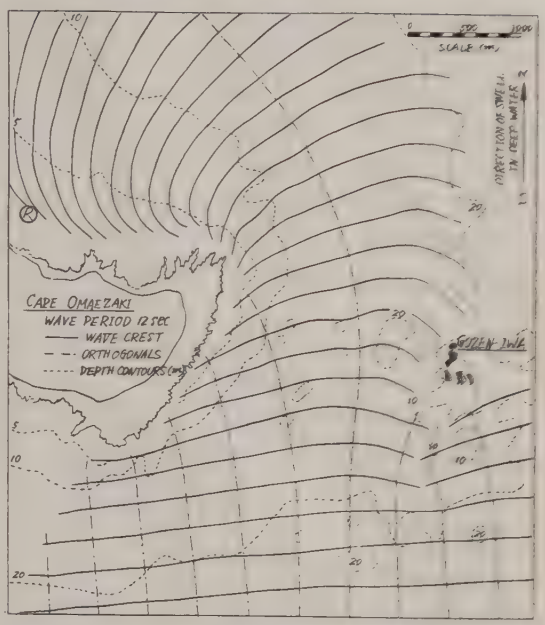


Fig. 8. The refraction diagram around Gozen-iwa for the waves with period 12 sec. and direction S. The point marked with R in the figure shows the position of the wave recorder.

Table 1. Wave height and period in cases of the six typhoons

Name of typhoon / Date		Muroto Sept. 1934	— Oct. 1944	Patricia Oct. 1949	Ruth Oct. 1951	Tess Sept. 1953	Lorna Sept. 1954
Central pressure (mb)		960	960	955	970	964	976
(Lowest central pressure, mb)		912	935	940	925	915	950
Distance of nearest approach (S.M.)		130	80	130	170	50	10
Largest wind at Omaezaki	speed (m/s)	27.9	21.2	18.0	23.5	31.6	22.0
	direction	SSW	SSW	NNE	SW	SSW	ESE
Maximum wave calculated by Sverdrup and Munk's theory[3]	height (m)	8.9	9.2	5.7	6.0	9.0	6.0
	period (sec)	9.9	11.3	14.5	6.6	8.0	9.0
Maximum wave calculated by the nomogram for typhoon-wave[6]	height (m)	9.0	10.5	5.3	6.9	11.3	7.3
	period (sec)	9.6	9.8	9.8	9.0	9.8	9.3
Maximum wave recorded at the coast of Omaezaki	height (m)	—	—	—	2.7	3.0	—
	period (sec)	—	—	—	12.0～14.0	12.0～12.9	—

観測点は岬の蔭になつているので，南から来る波は外洋に比してかなり低い．そこで米国水路部の方法[8]に従い周期の異なる4つの波の場合について屈折図を作り，屈折効果を求めた．今，周期12 sec のものについて云えば（第8図），深海波の波高を H_0，波浪計設置点の波高を H_R とすれば，$H_0 \fallingdotseq 3.5 H_R$ となる．従つて波浪計記録から深海波の最大値を推定すれば，Tess 台風では10.5 m，Ruth 台風では 9.4 m となる．ただし，南から来た波は御前崎の鼻を急角度に曲るので，波面と直交線の作図にかなりの任意性がある事，回折のため直交線間のエネルギー保存の仮定が完全には成立してない事，及び実際の波浪はスペクトル構造をなしている事，などのために，上の係数 3.5 は大体の見当を与えるにすぎない．其の他種々の理由から Ruth 台風の 9.4 m は高く見積

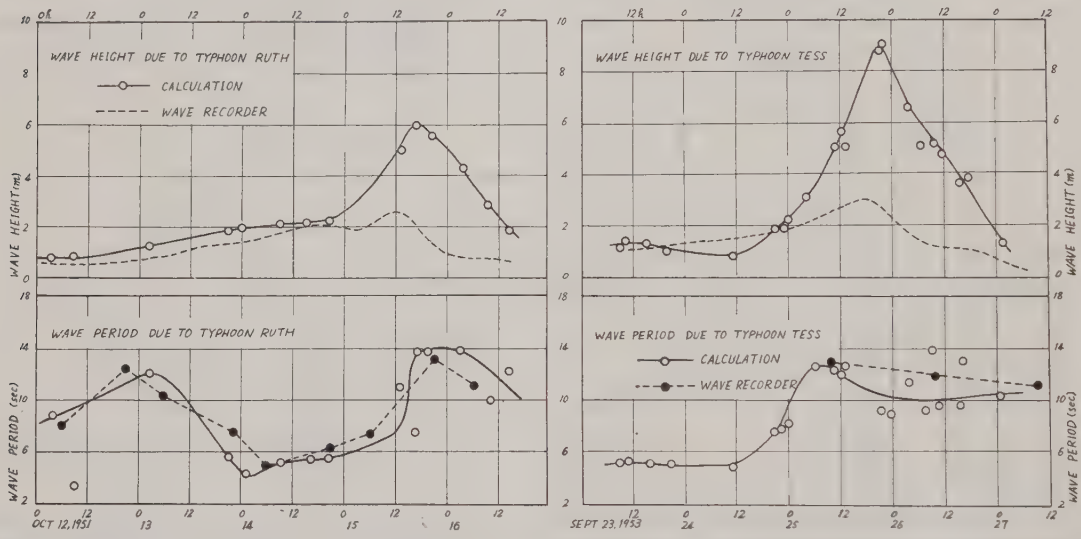


Fig. 9. Comparison between the calculated height and period of deep water waves off Gozen-iwa and the recorded ones at the coast of Omaezaki in cases of the Typhoons Ruth and Tess.

りすぎていると考えられる．なお第9図によると，計算された波高と周期の時間的変化は，波浪計によるものと略々平行している．

被害状況から云えば，静岡県下に最も大きい被害を与えているのは Tess 台風である．1944 年の台風は陸上の風は比較的弱かつたが静岡県下で100 隻以上の船舶が流失又は沈没していて，海上ではかなり波が荒かつたと想像される．室戸台風による被害も著しかつた．

しかるに，これらの台風よりもつと御前岩の近くを通つた台風も数個あるが，これらは殆んど全て御前岩の南側を東乃至北東に進んだ場合であるから，御前岩に向う風の吹走距離や吹走時間が発達せず，波高はかなり低い．第1表にも記してある Lorna 台風がこの好例である．即ち，御前岩にとつて注意すべき台風は，その西方を北東に進むものである．

太田の調査によると，[9] Tess 台風はその中心示度と御前崎に及ぼした風速などから考えて，御前崎にとつて代表的な強い台風とする事ができる．しかしてこれと同程度に考えられる台風は，68 年間における 583 個の台風中 5 個あつた事になり，その来襲確率は台風総数に対し約 1%，年数については 14 年に1回の出現率となる．波浪の場合には，その他台風の進行方向，速度，径路などが考慮されねばならぬ．

以上の事柄を綜合して，吾々は大略次のように結論できるであろう．「昭和年間の台風中，御前岩沖に特に著しい波浪をもたらしたものとして，1934 年の室戸台風，1944 年の 10 月の台風，1953 年の Tess 台風があげられる．従つて，略々 10 年に1回の割合で Tess 台風による波浪と

Table 2. Breaking depth (d_b) and height (H_b) in the shallow water south of Gozen-iwa.

Deep water wave	H_0 (m)	10	10	10	10
	T (sec)	8	10	12	14
1. Results due to refraction diagrams	d_b (m)	14.0	11.2	10.8	—
	H_b (m)	9.0	8.3	9.0	—
2. Results due to Iversen's experimental nomograms*	d_b (m)	16.3	12.4	11.3	11.3
	H_b (m)	9.1	9.1	9.4	9.8

* The nomogram for the case where the slope of bottom is 1/50 was used.

同じ程度の波浪，即ち 9～10 m 程度の波浪が起り得る.」この値は有義波についてであるから，他の波高要素は波の統計的性質から容易に推定できる.

B. 御前岩前面の砕け波

前項で述べた 10 m 程度の大波は御前岩に達する前に砕ける事が期待されるので，米国水路部の方法[8] と IVERSEN の実験図表[10]を用いて，砕波点の水深と砕波高を求めてみた．その結果を第 2 表に示す．これによると，波高 10 m の深海波は御前岩前面の水深 10 m 以上の所で，砕波高 9 m 程度をもつて砕けると云い得る．この砕け波は IVERSEN の区分によると，崩れ波型である.

一方では屈折図から認められるように，周期が長い波の場合には水深 10 m 附近で既に相隣り合う直交線が切り合うので，ここに波の衝突や干渉が起る．しかして周期の長い程，もつと深い所でこれらが起る.

C. 水深から見た御前岩の最大波浪

このように崩れ，干渉しあう波は恐らく激しい水流を伴つて御前岩に突入してくると思われるが，このような複雑な条件下の波の理論や実験は未だ存在しないようである．しかし一方では，ある浅い水深の所で起り得る波高は水深によつて制限されるという事も認められているので，この立場から考察してみよう．しかる時起り得る最大波高は，その点で将に砕けんとする時の砕波高と考えられる.

一般に水深 d_b と砕波高 H_b の間には

$$d_b=\alpha H_b$$

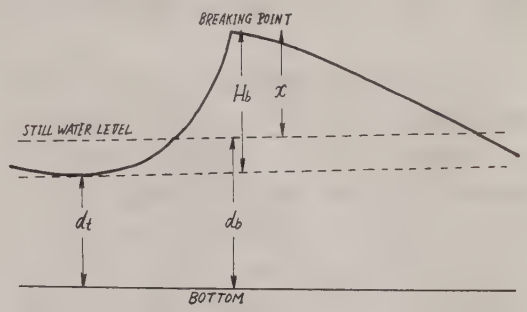


Fig. 10

なる関係が成立する．孤立波の理論から云えば $\alpha=1.28$ であるが，実際には α は 1.10 と 1.56 の間にあり，平均 1.34 である.[11] しかして吾々に必要なのは，H_b そのものでなくて，静水面から波の峯までの距離，即ち第 10 図に示される x である．図によると，

$$x=H_b+d_t-d_b$$

が近似的に成立する．一方，実測の結果砕け波の形として，

$$d_t=d_b-\frac{1}{4}H_b$$

がかなり良い近似で成立している事が判つている.[8] これらの式から H_b, d_t を消去し，前にのべた α の値を入れると，

$$x=\frac{0.75d_b}{\alpha}=0.5d_b\sim0.7d_b$$

となる.

更に，IVERSEN の実験図表[10]を用いて計算してみる．この時には H_0 が必要になるが，これは彼が与えた実験図表の 1 つである $\frac{d_b}{H_0}=f\left(\frac{H_0}{L_0}\right)$ を用いて，逐次近似的に H_0 を求めればよい．(L_0 は深海波の波長，従つて L_0 と d_b は既知)

Table 3. Largest probable breaker when the depth of water and the period of deep water wave are given.*

d_b (m)	5	5	5	5	10	10	10	10
T (sec)	8	10	12	14	8	10	12	14
H_0 (m)	4.4	4.3	3.9	3.3	7.6	8.7	9.0	8.7
H_b (m)	4.2	4.3	4.3	4.2	6.7	7.9	8.4	8.8
x/d_b	0.72	0.72	0.72	0.70	0.48	0.66	0.71	0.74

* The case when the slope of bottom is 1/50 was treated.

水深が 5m と 10m の場合の計算結果を第3表に示す.

上の x の式と第 3 表の計算結果から, 10 sec 前後の波に対しては次のように結論して良いであろう.「浅海においてはそこの水深の 7 割程度の, 静水面からの波の峯の盛り上がりが期待できる.」しかして,「考えている場所の水深と波の周期によつて定まるある臨界波高より大きい波高をもつた深海波は, 考えている場所に来る前に既に砕けてしまうので, 沖合の最大波浪としては, この臨界波高を考えれば充分である.」例えば第 3 表によると, 水深 10m, 周期 10 sec を考えると, この臨界波高は 8.7m となる.

以上は海底がゆるやかに変化している場合であるが, 凹凸の激しい御前岩の内部では, 細かい点で相当の差違も考えられる. これらについては今後の観測と模型実験にまたねばならぬ.

D. 結論

1. 御前岩に異常な大波を起す台風は, 南方からやつて来てその西方を本土に上陸して, 北東に進む台風である.
2. 過去 30 年の台風を調べた所では, 御前岩の南方沖ではほぼ 10 年に 1 回の割で, 有義波々高 9～10m 程度の深海波の来襲が期待できる.
3. 周期 10 sec 前後, 波高 10m の深海波は, 御前岩の前面の水深 10m 以上の所で崩れ波型の砕け波となり, その時の砕波高は 9m 程度である. 更にこの附近では波の干渉や衝突も起る.
4. このように崩れ干渉しあう波は激しい水流を伴つて御前岩に進入してくるが, その詳細については現在の知識では何とも云えない. しかし浅い所ではそこに起り得る最大波高は水深によつて制限されるという観点に立てば, 水深の高々 70% 程度の静水面からの波の峯の盛り上がりが期待される.
5. 従つて深海波の高さはそれがある程度以上ある場合は, その高さの差は御前岩自体の波高に対しては, それ程問題にならない. その臨界の深海波高は, 考えている場所の水深と波の周期によつて定まる.

終りに臨み, 貴重な資料と適切な助言を戴いた長崎海洋気象台の藤井義之前台長, 大沢綱一郎予報課長及び東京管区気象台の太田芳夫技術課長, 並びに研究の便宜を与えられた海上保安庁灯台部の藤野義夫工務課長に深く感謝する.

文 献

(1) UNOKI, S. and M. NAKANO, 1955: "A note on forecasting ocean waves caused by typhoons", Rec. Oceanogr. Works, Japan, **2**, 151.

(2) 長崎海洋気象台, 1956: "異常気象報告," 第4号及び第5号.

(3) SVERDRUP, H. U and W. H. MUNK, 1947: "Wind, sea and swell: Theory of relations for forecasting", U. S. Hydrogr. Office, Pub, no. 601.

(4) 八木沢康文, 1957: "波浪の実測値と計算値の比較," 商船大学卒業論文 (未印刷).

(5) UNOKI, S., 1957: "On the ocean waves due to tropical cyclones (2nd paper); Distribution of waves viewed from geometric consideration and typhoon reconnaissance by aircrafts," Journ. Met. Soc. Japan, **35**, 78.

(6) ——, 1957:
"On the ocean waves due to tropical cyclones (3rd paper); Mean distribution of wave heights and periods," ibid., **35**, 297.

(7) ——, 1957:
"On the ocean waves due to tropical cyclones (4th paper); Energy of waves and some other subjects," ibid., **35**, 351.

(8) U. S. Hydrographic Office, 1944:
"Breakers and surf; Principles in forecasting," Pub. no. 234.

(9) 太田芳夫, 1958:
"御前岩灯標建設調査報告：御前岩の気象と波浪," (印刷準備中).

(10) IVERSEN, H. W., 1952:
"Laboratory study of breakers, Gravity Waves, 9.

(11) MUNK, W. H., 1949:
"The solitary wave theory and its application to surf problems," Ocean Surface Waves, 376.

本邦内湾の海洋化学的研究(第1報)*
浦戸湾に於ける不連続層について

山本広志**

Oceanographical Studies on Japanese Inlets (1)
Discontinuous layers in Urado Bay

Hiroshi YAMAMOTO

Abstract: The productivity of inlets shows great variety according to their enviroments i.e., the land water which flows in, shape of the surrounding land, depth of water, tidal currents, meteorological conditions, characteristics of nearby cities, etc.

Japanese inlets may be roughly divided into three types: (1) land water type (rikuisei), i.e., the inlets whose water is remarkably diluted by river water that flows in; (2) inland sea type (naikaisei), i.e., the inlets that hold their fresh water almost unaffected by ocean water because of their great distance from the outer ocean: and (3) open sea type (Gaikaisei) i.e., inlets whose water is salty be distinguished from that of the ocean. By studying the distribution and circulation of chemical elements in these different inlets, which are the chief factors governing the nature of the productivity, the author has tried to classify the inlets by their peculiar characteristics.

This is a report of the author s researches made on the discontinuous layer of Urado Bay, which seems to be of the land water type. The results obtained are summarized as

1. Throughout the whole inlet, very remarkable discontinuous layers are found, and their line of demarcation is, on an average, $1^1/_2$ meters below the surface.
2. The discontinuous layers are formed, one hand, by the surface water which is diluted by land water, and on the other hand, by the bottom water which is influenced by the outer ocean; and their demarcation is all the more remarkable because of the intermixing of the upper and lower layers and also of the difference of the directions in which they flow.
3. The T-Cl diagrams of each layer which were obtained through vertical and horizontal observations of the inlets show that the discontinuous line appear upon different curves in different seasons.

1. 緒　　言

本部の内湾については各方面から多くの研究がなされているが，内湾を類型的にみた場合の海洋化学的な特性については，あまり明らかにされていない．特に内湾に於ける化学元素の循環に関する研究は，比較的規模の大きい内湾についての報告があるのみで，今後最も利用されるべき小規模な内湾についてみるべきものがない．

内湾の生産力は化学元素の種類及びそれ等の循環に支配されることは当然であるが，内湾の環境要素によつて化学元素の循環も特異的であろうと思われ，従つて種々な特性を有する内湾について化学的性状を明らかにすることは，これ等内湾の生産力を論ずる場合極めて重要なことである．

内湾を類型的に分括する試みについては次のようなものがあげられる．即ち，宮地等[1]は底棲群聚から内湾度を区分し，尾原[2]は硫酸塩の偏倚量が停滞度と関係があるとして種種な内湾について論じ，また植田[3]は内湾を稀水性，内洋性，外洋性

* 1958年1月4日受理.

** 高知大学教育学部化学教室, Chemistry Institute, Faculty of Education, Kochi University, Kochi.

の一類型とし，それぞれの内湾に於ける海況とプランクトンの特徴について報告している．筆者は大体植田の分類に準拠した．即ち，内湾を大別して，(1) 海内人の導入によって著しく緩和されるような内湾，(2) 外海から湾奥までが非常に入り込んでいるために外海水の影響が少なく，かつ導入による緩和も少なく，極めて狭い湾口部をもつような内湾，(3) 外海水と内湾水の交替が著しく不活発な内湾とし，それぞれ導入性内湾，内海性内湾，外海性内湾と呼ぶこととした．

筆者は本邦に於けるこれら類型的に異なる環境下の内湾について，主に表層環境の特質を明らかにすると共に海洋化学的特性を明らかにせんとするものである．この種の研究は海洋化学的に極めて興味があるばかりでなく，内湾の利用等に関しても重視されるであろう．

本報に於いては以上の三類型の中，導入性内湾とみられる浦戸湾について報告を行ない，下津湾層の構造を明らかにするとともにその成因について考察した．

筆者は 1952 年より 1956 年にかけて第1図に示す湾内について行った．

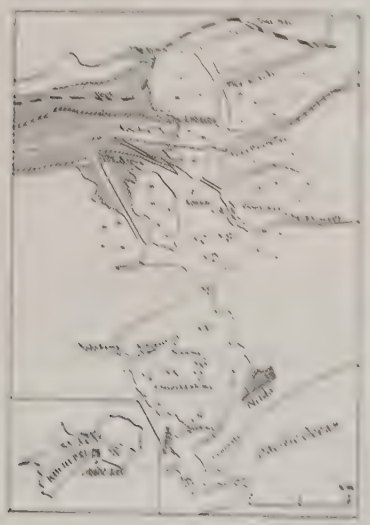


Fig. 1. Observational stations in Urado Bay.

2. 浦戸湾の地形的概況

浦戸湾は土佐湾に面して東西に入り込んだ入江で，総面積は湾口から 9.6 km²，干潮時 7.6 km² である．水深は小さく 3.5 m が大部分を占め，湾口に近い狭島 (Sasima) 附近に 21.9 m の深みがある．流入河川のおなものは鏡川，国分川，下田川，江の口川及び久万川で，湾口部に流入する長浜川もまた重要なもので，それぞれに長堤の堰が湾奥を狭く取りかこんでいる．湾は鏡川河口を頂点とする三角江であり，これの完成後は湾内海水の流動状況も相当変ることが予想される．

3. 下津統層の構造

第1表は下津統層の異常に発達した例として 1952 年 9 月 5 日に於ける各採水点の水温及び塩素量の分析値をかかげた．塩素量の分析方法は滴定ビュレットを用いた．

Table 1. Water temperature and chlorinity on September 5, 1952.

St.	Depth (m)	Temp. (°C)	Cl (‰)
A	0	22.1	2.36
	1	21.6	3.06
	2	21.7	13.74
B	0	25.3	2.79
	1	25.3	3.51
	1.5	26.4	11.16
	2	27.3	12.49
	2.5	27.0	14.58
E	0	25.5	2.62
	1	25.5	5.81
	2	26.9	14.82
	3	27.1	16.55
	4	27.0	16.95
F	0	26.5	2.86
	1	25.4	4.69
	1.5	26.8	12.05
	2	26.9	13.44
	3	27.2	16.15
	4	27.0	17.33
	4.5	26.9	17.56
G	0	26.5	9.61
	1	25.8	11.25
	2	26.7	15.82
	3	27.1	17.00
	4	27.0	17.37
H	0	25.6	10.89
	1	25.6	12.87
	2	26.1	14.12
	3	27.0	14.52
	4	27.0	17.40
	5	27.1	17.42

この表から分るように，水温並びに塩素量は平均 1.5 m の層に於いて著しい差を生じ，不連続層をなしている．以下にはこのような不連続層の構造を明らかにするため，第1図に示すような各採水点を通る断面について観測を行い，水温及び塩素量の垂直分布を第2図（a b c d）に示した．採水に当つては時間的なずれを出来るだけ少なくするよう努力した．これによると不連続層は潮汐と共に移動する．第2-a図は満潮から落潮に変化する場合の断面構造で，A から E までは顕著ではないが不連続層が発達する傾向を示している．この場合注目に値することは，F 点に於ける表層水の塩素量が G, H のそれよりも高いことである．即ち，張潮から落潮に変化する場合は常に F 点附近の塩素量は大である．

第 2-b 図に示す落潮から張潮に変化する場合に於いても略々同様なことが見出される．此の場合では，外洋から E 点迄は外洋水の潜入がみられ，高濃度な水で占められているが，表層水では G 点まで低濃度な海水で覆われ一つの不連続層が形成されている．また A, B, D の各中層で，比較的高濃度の水が認められることは，河川水と海水の混合が比較的速かに行われないことを示している．

第 2-c 図は雨季或は増水後の海況で不連続層が異常に発達した場合の断面であつて，湾全域が低濃度の表面水で占められ，その深度は 1.5～2m で，底層との塩素量及び水温の較差は 15‰, 1.7°C に及ぶことがあつた．これは夢するに大河川水による著しい稀釈の結果である．

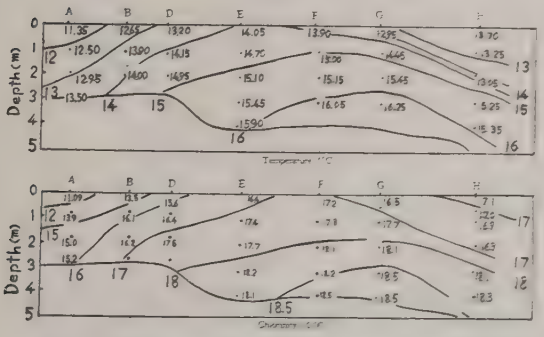


Fig. 2-a. Sectional distributions of temperature and chlorinity in Sts. A-H in normal conditions of high water (Dec. 23, 1956).

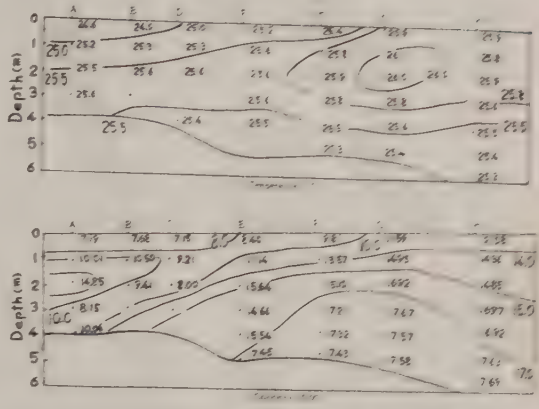


Fig. 2-b. Sectional distributions of temperature and chlorinity in Sts. A-H in normal conditions of low water (Sept. 7, 1956).

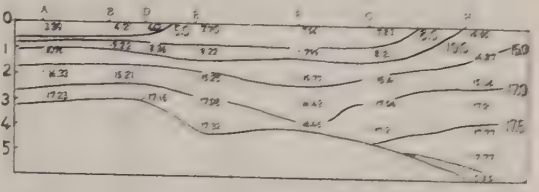


Fig. 2-c. Sectional distribution of chlorinity in Sts. A-H after heavy fresh-water flood (Apr. 25, 1954).
Arrow line shows current direction.
↑: toward the picture plane,
⇧: away from the picture plane.

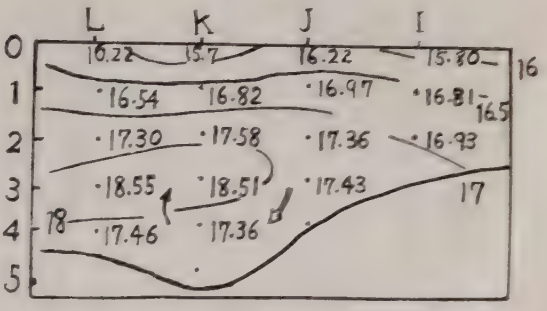


Fig. 2-d. Sectional distribution of chlorinity in Sts. I-L (Dec. 23, 1956).

浦戸湾の横断面について西岸寄りの採水点 L. K が比較的高い塩素量を示す．これは湾内海水の上流が湾口に向つて右岸寄りにこの傾向が著しい．第 2-d 図の塩素量の分布に流向矢印で示した如く J, I 点で小規模な循環流を生じている．

Table 2. Observed current velocity and direction (Mar. 15, 1956).

St.	Time	Current velocity (cm/sec)		Direction (°)		Inclination angle* (°)	Water condition
		Sur.	Bot.	Sur.	Bot.		
1	h m h m 8.00— 8.30	16.6	9.4	142	195	53	←low water→
2	9.20— 9.40	18.5	10.6	223	188	35	
3	10.10—10.35	28.8	19.4	154	187	23	
4	11.25—11.40	28.3	20.2	230	185	45	
5	13.00—13.20	16.4	28.5	250	226	24	
6	14.05—	almost motionless					←high water→
7	14.40—14.50	12.3	—	14	—	—	
8	16.00—16,20	6.2	6.2	20	107	87	
9	16.30—16.50	7.3	4.2	7	164	157	
10	18.20—16.50	18.3	9.3	44	97	53	

* Inclination angle against surface layer.

このような不連続層を顕著ならしめる要因として，この層をを中心とした海水の流向及び流速を測定した．測定に当つては観測船を定置せしめ，エクマンーメルツの流速計を使用した．流速の大きい場合は1分間，小さい場合は5分間以上動作させた．測定中は観測船の動揺及び風波による攪乱は殆ど認められなかつた．測定の結果を第2表及び第3図に示す．これによると1点から4点までの強潮時では，底層水流動は複雑で，そのために上下の流向がかなり大きく，漲潮時に相当する6点から16点までは湾奥にはゆくにつれて次第に上下の差は小さくなる．

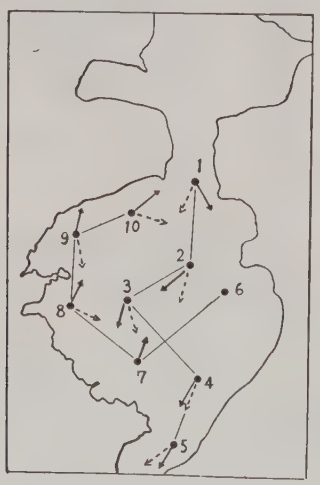


Fig. 3. Currents in Urado Bay.
- - → Upper layer. → Bottom layer.
1～5: low water. 6～10: high water.

以上のことから浦戸湾に於ける不連続層の成因は，底に外洋の影響を受けた高塩分の水があり，表層には陸水の影響を強くうけた低塩分水があつて，これらがお互に混合しにくい事から生ずると考えられる．

3. T-Cl diagram について

外洋に於けると同様に T-Cl diagram により湾内水の性質を知ることが出来ると思われる．浦戸湾に於いて不連続層の発達した状態下の海水について，それぞれ季節別に T-Cl diagram を作

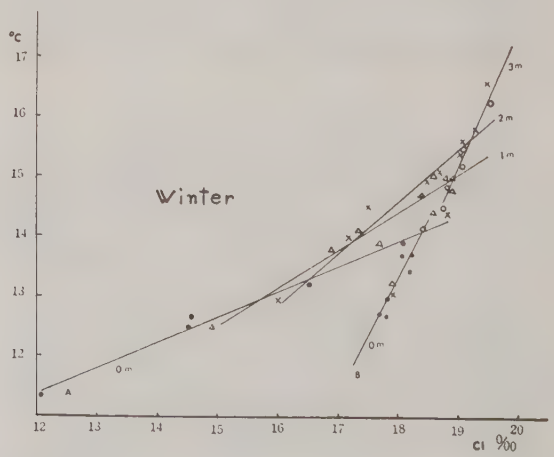


Fig. 4. T-Cl diagram of each layer (Dec. 23, 1956).
●: surface layer, △: 1 m layer,
×: 2 m layer, ○: 3 m layer.

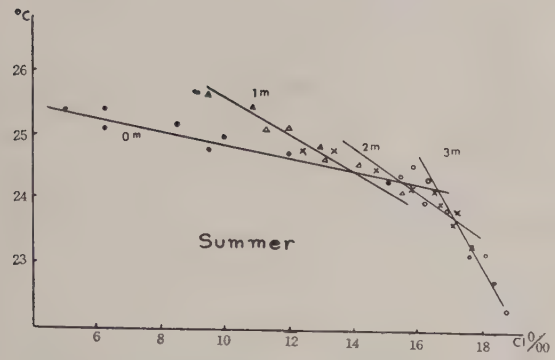


Fig. 5. T-Cl diagram for each layer (Aug. 17, 1952).
●: surface layer, △: 1 m layer,
×: 2 m layer, ○: 3 m layer.

製した（第 4, 5 図）. 即ち不連続層の明らかな海況で同時期の採水点について深度別に T-Cl diagram をとると，各深度共いずれも直線上に分布することを認めた. 町田[4]は東京湾について T-Cl diagram から直線上に乗るものと乗らないものに区分しているが，浦戸湾ではこの点が顕著でなく，同一の深度では大体直線上に乗る場合が多い. これを季節別にみると例えば冬季においては深度が大きくなる程，また湾口に向うほど高温高かんとなり，夏季ではその逆に低温の傾向を示す. 明らかな傾向がみられない季節は 3, 4 月及び 9 月頃であり，所謂循環期を境として T-Cl diagram の形態が異つている. 結局 0 m から 3 m 層までの T-Cl diagram からは，湾全域の傾向として略々曲線の関係がみられるが，これは湾口附近の表層に近い水が湾奥にいくにつれて次第に沈下する事を示すか，又はその逆の湾奥の深い所の水は湾口に近づくと浅くなることを示すものと思われる. なお不連続層の発達と T-Cl diagram 考の関係は日週変化及び季節的変化をもととしてと察する要があるが，この点に関しては別に報告する予定である.

4. 要　約

本報に於いては陸水性内湾であると思われる浦戸湾の不連続層について研究を行い次のようなことを明らかにした.

（1） 湾全域に顕著な不連続層が形成され，その深さは平均表面より 1.5 m の深さにある.

（2） 不連続は陸水によつて稀釈された表面水と外洋水に影響された底層水との間に生ずるのであつて，上下二層が混合しにくく，且つ流向流速が異るために一層その不連続層を顕著なものにしている.

（3） また，この不連続層を中心とした各深さの T-Cl diagram について考察し，季節によつて異なつた形態に分布されることを明らかにした.

終りに本研究を行うに当り御指導を賜つた京都大学理学部石橋雅義教授に厚く御礼申し上げると共に，御協力下さつた当教室今井嘉彦氏に対し感謝の意を表する次第である.

文　献

（1） 宮地伝三郎他（19-5）：“浦戸湾の内湾標式について，” 海洋誌，**4**, 1, 15.
（2） 尾原信彦（1951）：“硫酸塩偏倚量の意義について，” 地学誌，**60**, 4.
（3） 植田穂（19-9）：“浦之内湾の研究，” 日水誌，**15**, 4, 190.
（4） 町田喜弘（1950）：“東京湾海の流塩類組成について，” 海洋誌，**5**, 2-4, 105.

寄　稿

昭和31年東北海区綜合海況

山下　行成*

昭和 32 年 11 月 26 日塩釜市第二管区海上保安本部会議室において第7回東北海区海洋調査技術連絡会を開催した．当節函館海洋気象台，気象庁海洋気象部，東北海区水産研究所，第一，二管区海上保安本部その他関係者が昭和 31 年における東北海区の海況について協議取まとめの結果，次のとおり結論を得たので御参考に供する．

親　潮　域

2～3 月：30 年 11 月親潮第1分枝の先端が塩屋沖に達していたが，本年 2～3 月もほぼ同様でそのため沿岸部の水温は低いが沖合は高目である．沖合分枝は 43°N, 145°E 付近より南南西にのびているが昨夏以降南に下っていない．また 41.5°N, 146°E 付近にあつた高温部は残存していた．花咲南方の流氷帯が移動南下し始めた．

4 月：親潮第1分枝は平年よりやや南方に達し常磐沖の親潮の突端付近の表面水温は前年および平年より低い．

5 月：接岸分枝は 41°N, 144°E 付近より巾広く南西にのび金華山沖に達し一部は東方 146°E までのびている．沖合分枝は 40°N, 147°E 付近から南方に突出し始めた．

7 月：接岸分枝の先端は金華山沖に達しその水温は前年より低い．

8 月：釧路南東には比較的高温高かんな水域が接岸して存在し親潮の接岸分枝を分離している．接岸分枝は襟裳岬東方から巾広く南西にのび常磐沖に達している．なお 41°N 線上には 145°～149°E 間に低温水帯がある．表面水温は全般的に平年に比べて低い．

11月：親潮の接岸分枝は金華山沖に達しているが前年よりその厚さも薄く，その範囲も狭く，且つ水温も全般に高い．

12月：接岸分枝の表面水温は前年並である．

全年を通じての特徴：夏季の親潮域の表面水温は全般的に平年および前年に比べ低かつたが秋季大体平年並になつた．

津軽暖流域

2～3 月：津軽暖流の張出しは 142.5°E に達し平年並でその表面水温は前年よりやや高い．

4 月：海峡の水温は昨年平年に比べやや低目である．

5 月：海峡の水温は下旬になつて高目となり津軽暖流の東方への張出しは顕著になり 143.5°E に達した．

6 月：海峡の水温は全般的に昨年平年より高く津軽暖流は前月同様強く張出し昭和 25 年以降同期のうちで最も著しい．

8 月：襟裳岬南西約 20 浬付近に達してから南転して黒埼沖に達しその張出しは昨年同期と同程度であるが表面水温はやや低い．

9 月：津軽暖流の東方への張出しは8月とほぼ同じ．

10月：東方張出しは月半と変りない．

11月：東方への張出しは月半より後退し，40°N 以南では極く接岸している．

全年を通じての特徴：津軽暖流の東方への張出しは 5～6 月特に著るしく 143.5°E に達していた．

黒　潮　域

2～3 月：黒潮は銚子沖から北上し塩屋埼東方から 37°N 線に沿つて蛇行せずに東進している．34°～35.5°N, 145°～147°E には東西に細長い顕著な冷水塊が存在している．

5 月：黒潮は3月とほぼ同様な傾向を持続しているが 146°E 付近を境に西ではやや北に偏し東ではやや南に偏している．35°～36°N, 143°～147°E 付近に顕著な冷水塊が存在する．

6 月：5 月は鹿島灘沖を接岸して北流していたが6月にはやや沖合に離れ房総沖から北東に向つている．5 月に 35.5°N, 143.5°E 付近にあつた冷水塊は殆んど消滅している．

8 月：黒潮は犬吠岬東方沖から北東に向い，145°E 付近から南東に向つている．北への張出しは前年と大差はないが表面水温は平年よりやや高く前年よりやや低目．

9 月：145°E 以東の黒潮は 8 月と大差がない．

11月：犬吠岬東方より北東～北北東に向い 143°E 付近から東南東に向つている．なお塩屋岬沖合の黒潮流軸の位置の変動はかなり激しい．

12月：常磐沖 50～60 浬付近を北上する黒潮は 37°N 線付近に至り東流している．

全年を通じての特徴：黒潮流軸は平年よりやや北にあり著しい蛇行はなかつた．

* 第二管区海上保安本部水路部

エネルギーと云うもの

三　好　　寿*

相対性理論に立たぬ限り，エネルギーとは或る質点なり体系に外力が作用し，その質点なり体系が，仕事をなし得る状態を獲得した場合，その状態変化を云い表わす物理量である．

変化する以前と以後で，質量の総和が異なっていれば，物理的なエネルギーと云う言葉は適用出来ない．例えば表面的の或る場所のポテンシャル・エネルギーはいくらと云う云い方は正しくない．

津浪が発生する時は，例えば海底が隆起すれば，それに生きうつしに海面がふくれ上つて，それが四方にひろがつて津浪となるのであるから，海面の体系が異なつている．海水全体の体系が獲得したエネルギーは，この津浪の破壊エネルギーに，海底に出来た海水質量の欠損 $(-m)\times(g$: 重力加速度$)\times(-h$: マイナスのアーム，h は海の深さ$)$ のポテンシャル・エネルギーを加えてやらねば，物理的にはエネルギーと云えない．この後者は前者の数百倍に達するもので，目には見えない．海面体系を変化させるのに要したエネルギーである．

分り易く云うと，準静的過程で海水の柱が持ち上がると先の方が僅かずつけずれて短かくなる水柱が持ち上がる．突然隆起だと生まのままの水柱が持ち上がる．この僅かな副次的なエネルギーが，津浪の破壊エネルギー (10^{-23} エルグ) である．準静的過程で海水の柱が沈降すると，僅かずつ長くなる水柱が地殻にのしかかる．突然沈降だと生まのままの水柱がのしかかる．この僅かな差が津浪のエネルギーとして海岸を襲う．

実際海底の隆起のみからなると推定される津浪もあるが，次の問題は隆起，沈降が同時に起り，変動体積 dv の代数和がゼロになる場合であるが，別々に考えて矢張り上述のメカニズムを通じて理解しなければならない．又津浪は通常海底が急傾斜している所に生じ，静水圧 p を考えてやると $\int pdv$ がゼロになる変動は稀であろう．

このことは地震津浪を理解するのに，重要な部分をなし，機会を見てはその意を伝えるのに努めて来たが，理解する人が極めて稀であるので，再びここに紙面を借りておく．

* 東京水産大学物理学教室

録　　事

12 月例会 (12 月 17 日午後 1 時半より　於気象庁第一会議室)

1. 大洋の東西両岸における水温の長期変動傾向について (予報): 福岡二郎 (気象研)

1 月例会 (1 月 14 日午後 2 時半より　於気象庁第一会議室)

1. 流れがある場合の表面波について (2) (渦動粘性を考慮した時の formulation): 富永政英 (東京学芸大)

2 月例会 (2 月 11 日午後 1 時半より　於東大理学部一号館講義室)

1. 潮汐調和分解の一方法について: 宮崎正衛 (気象庁)
2. 津波発生の理論: 市栄誉 (気象庁)，日高孝次 (東大理)

寄　贈　交　換　国　書
(Publications Received)

【国内の部】

○*Ionospheric Data in Japan* **9**, 9, 10; ○*The Results of Marine Meteorological and Oceanographical Observations* **12**-18, 18, 19; ○*Publications of the Astronomical Society of Japan* **9**, 2; ○*Scientific Papers of the College of General Education* **7**, 2; ○運輸技術研究所報告 **7**, 9, 10, 11, 12 ○気象集誌 **35**, 4; ○水道協会雑誌 279, 280; ○地質学雑誌 **63**, 746, 747, **64**, 748; ○地質調査所月報 8, 9, 10; ○電波研究所季報 **3**, 13; ○天文月報 **50**, 11, 12, **51**, 1, 2; ○東京工業試験所報告 **52**, 9, 10, 11, 12; ○日本化学総覧 **31**, 12, **32**, 1; ○日本航空学会誌 **5**, 46, 47; ○日本塩学会誌

1～10 総目録, 11, 5, 6; ○農学研究所彙報 **9**, 1, 2; ○非水溶液化学研究所報告 **7**, 1; ○富士製鉄技報 **6**, 4; ○気象要覧 673, 674, 675, 676, 677, 678, 679, 680, 681, 682, 683, 684, 685, 686, 687, 688; ○気象庁月報昭 31, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 昭 32, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8; ○験震時報 **21**, 1, 2, 3, 4, 別冊, **22**, 1, 2; ○産業気象調査報告 **20**, 1, 2, 3; ○気象庁研究時報 **8**, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, **9**, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11; ○気象庁海洋報告 **5**, 1, 2, 3, 4, 特別号 **6**, 1, 2, 3; ○気象庁彙報 **39**, 3, 4; ○気象庁欧文彙報 **27**, 3, 4, **28**, 1; ○欧文海洋報告 **8**, 1, 2; ○気象庁年報昭28, 2, 昭29, 2, 昭30, 1, 2, 昭31, 1, 2; ○淡水区水産研究所研究報告 **7**, 1; ○小林理学研究所報告 **7**, 2; ○資源科学研究所彙報 45; ○造船協会誌（創立60周年記念号）昭32年; ○各国原子力情報 **28**, 32, 33, 34; ○工学部研究報告 17; ○東京工業大学学報 A, 2; ○函館海洋気象台要報 4; ○日本原子力研究所年報昭 31; ○北海道大学地球物理学研究報告 1, 2, 3, 4, 5.

【外国の部】

○*Bulletin of the Museum of Comparative Zoology* **116**, 2; ○*Annual Report of the Director of the Museum of Comparative Zoology* 1955-1956; ○*Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom* **36**, 3; ○*Jahresbericht* 11; ○*Magnetograms and Hoarly Valves* 1952, 1952; ○*The Polar Record* **8**, 57; ○*Physical Oceanography of the Strait of Georgia* 1957; ○*Proceedings of the United States National Museum* **107**, 3381.

IGY 海洋資料頒布について

IGY の海洋資料の一部が出来上りましたので，頒布致します．御希望の向きは下の要領でお申込み下さい．

1. 題目　一齊海流測定（1957 年 6～7 月 極前線海域観測分）
2. 内容

1— 52 頁	52 枚
67—126 頁	59 枚
142—169 頁	28 枚
195 頁	1 枚
197 頁	1 枚
計	143 枚

（頁の欠けている所は資料が未完成ですから，出来上り次第お分けする予定です．）

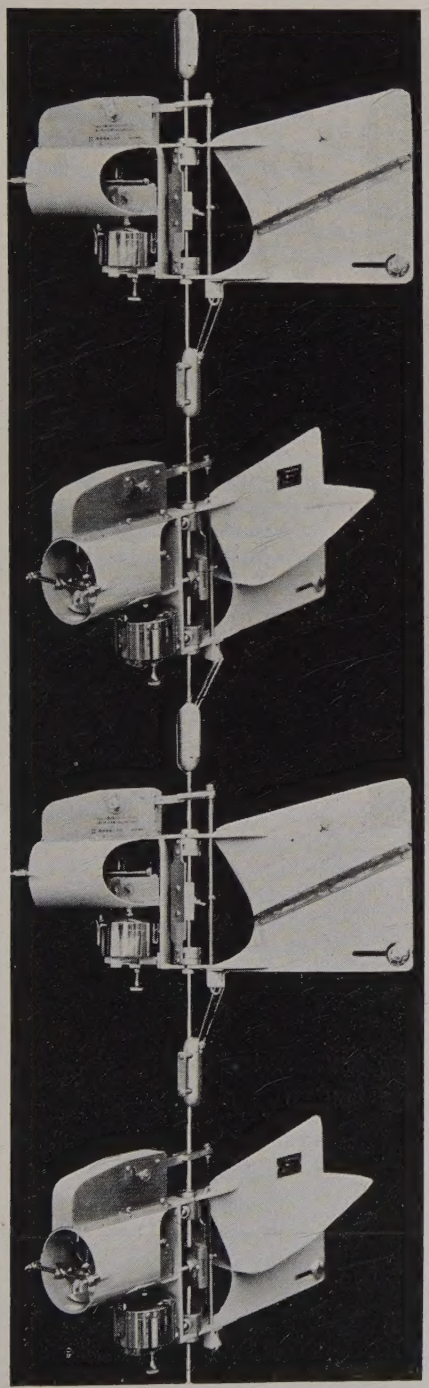
3. 価格　600 円（送料とも）
4. 申込場所　東京都文京区弥生町　東京大学理学部　地球物理教室内　日本海洋学会事務局
5. その他の分も近日中に完成の予定です．

T.S.K 株式會社 **鶴見精機**

THE TSURUMI SEIKI KOSAKUSHO CO., LTD.

No. 1506, Tsurumi, Tsurumi-ku, YOKOHAMA, JAPAN

The Synthetic Maker of the Oceanographic Instruments and the Marine Instruments



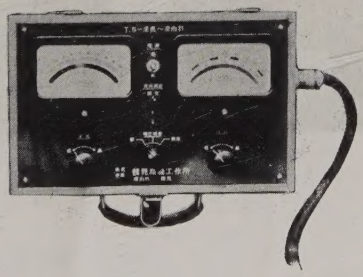
T.S 多数連装用流速計 2型 (PATENT)

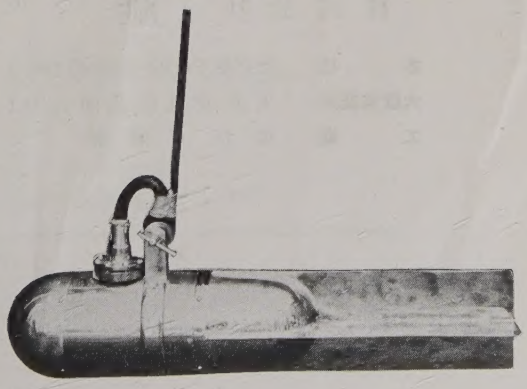
小型軽量にして，一本の鋼索に多数連装して船上よりメツセンヂヤ1個を投下すれば，装備した全部の流速計は始動し，あるタイムの後自働的に停止し，各層の流向流速を同時に観測する。電源を要せずだれでも使え，簡易にして二重汐の観測に適し，価格低廉，可測深度制限なし。(検定付)

T.S—電気式直読水深流向計 (PATENT)

1 型–水深流向用　2 型–水深流速流向用

発信器を船上から繰出せば深度はメーターに指示され，スイツチを入れればその深度の流向を指示する。流速 0—4 ノツトまで安定な流向を得る。取扱簡便堅牢。各層の流向流速を船上で刻々観測する事が出来る。





リゴー海洋観測器械

測深機　各　種
採泥器　各　種
採水器及び測温観測器械
海水比重測定用具
海流調査器械各種
波圧波浪測定器
潮汐観測器械
海洋化学観測諸器具
プランクトン採集網
及び処理器械
その他理化学器械

株式会社　離　合　社

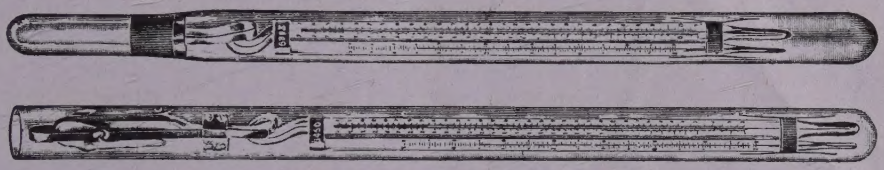
本　社　東京都千代田区神田鍛冶町1の2　電話 神田(25)1513・773・458
大阪営業所　大阪市北区北同心町1の15　電話 堀川(35)　8019
工　場　東京・浦和

REVERSING THERMOMETER

渡部式転倒温度計　　赤沼式海水用比重計
木枠式転倒温度計　　温度基準器各種
水温計各種　　湿度計・水銀リレー

株式会社 渡部計器製作所

東京都文京区東片町114　　電話 小石川 (92) 5954番 0044番



TELEGRAPHIC CODE: STWKEIKI

WATANABE KEIKI MANUFACTURING COMPANY LTD.

114 Higashikata-machi. Bunkyo-ku Tokyo.

JAPAN

昭和 33 年 3 月 20 日印刷
昭和 33 年 3 月 25 日発行　　日本海洋学会誌　第 14 巻 第 1 号

定価 ¥200　　送料 ¥20

編集者　中野猿人

発行者　日本海洋学会
東京大学理学部地球物理学教室内
東京都文京区弥生町
振替番号：173, 123

印刷所　大東印刷工芸株式会社
東京都中央区新富町2ノ19

14(1)
DEC 1958
LIBRARY
POFI
FISH & WILDLIFE
SERVICE
N.D.
C.V.
14(1)

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

Vol. 14 No. 1 March 1958

G. VERONIS: On the Transient Response of a β-plane Ocean 1–5

M. MIYAZAKI: Note on the Zonal Circulation in the Antarctic Ocean 7

J. FUKUOKA: On the Kuroshio near the Izu Islands 11

S. UNOKI and M. NAKANO: Estimation of Storm Waves caused by Typhoons at Gozen-iwa and Gotô-nada (in Japanese) 15

H. YAMAMOTO: Oceanochemical Studies on Japanese Inlets (I) Discontinuous Layers in Urado Bay (in Japanese) 25

Correspondences 31

Proceedings 32

The Oceanographical Society of Japan

c/o Geophysical Institute, Tokyo University
Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan